



Détermination des paramètres cosmologiques à l'aide des supernovae de type Ia à grands décalages vers le rouge

Delphine Guide

► To cite this version:

Delphine Guide. Détermination des paramètres cosmologiques à l'aide des supernovae de type Ia à grands décalages vers le rouge. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00010942

HAL Id: tel-00010942

<https://theses.hal.science/tel-00010942>

Submitted on 9 Nov 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT

présentée

devant l'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Champs, Particules, Matières

par

Delphine GUIDE

Détermination des paramètres cosmologiques à l'aide de
supernovæ de type Ia à grands décalages vers le rouge

Soutenue le 28 septembre 2005 devant la Commission d'examen composée de

Jury :	M. Michael	Joyce	Président du jury
	M. Pierre	Astier	Directeur de thèse
	M. James	Bartlett	Rapporteur
	M. Pascal	Debu	Examineur
	M. François	Hammer	Rapporteur

À ma famille, qui a toujours été présente

Remerciements

Je remercie en premier lieu Jean-Eudes Augustin pour m’avoir accueillie dans son laboratoire. Un grand merci également à l’ensemble du personnel du LPNHE, toujours très disponible.

Je remercie particulièrement les différents membres de mon jury : Jim Bartlett et François Hammer pour avoir accepté d’être mes rapporteurs, Pascal Debu pour avoir bien voulu être examinateur, et enfin Michael Joyce pour avoir accepté d’être président de ce jury.

Un merci général au groupe Supernovæ, à Julien et Nicolas pour avoir répondu à mes questions et à Pierre Astier pour avoir accepté d’être mon directeur de thèse. Un merci plus particulier aux anciens thésards, Julien et Greg, qui m’ont permis de débiter dans le groupe et dans le C++ notamment. Votre aide m’a été très précieuse, ainsi que votre soutien et votre compréhension de ces moments difficiles que l’on peut traverser durant ces trois années de solitude. Bonne chance dans vos carrières respectives. Je tiens également à remercier ceux qui auront fait un court passage dans le groupe, Richard, Serena et Gabriele, pour leur gentillesse et leur disponibilité, et surtout je tiens à féliciter Serena pour avoir eu le courage de continuer à organiser nos réunions hebdomadaires, si utiles aux thésards.

Je remercie énormément les jeunes du laboratoire, dans le désordre (et j’en oublie sûrement) : Manu, Guillaume, Marc, Jean-Roch, Loïc, Claire, Sébastien, Manolito, Ruiz, mes colombiens préférés (Diego et Luz), les espagnols, les “ritals”, ceux qui sont déjà partis (Julien, Greg, Pierre, Sébastien), sans oublier bien sûr l’adopté du LPNHE : Bruno. Grâce à vous j’ai passé de très bons moments au labo et en dehors, et je garderai de très bons souvenirs de cette période.

La vie parisienne n’aurait sûrement pas été la même sans les amis que j’ai pu rencontrer ici, je pense en particulier à ceux du DEA et surtout à mes deux (ex-)colocataires : Manu et Gilles pour toutes ces bonnes soirées qu’on a passées. Je tiens aussi à remercier spécialement mes amis marseillais de longue date : Cécile, Claire, Mathieu, Sophie, Sébastien, Claire-Lise, Pascal et Christophe.

Enfin tout cela n’aurait pas été possible sans ma famille qui m’a soutenue depuis le début et qui a toujours été présente. Un immense merci à mes parents, mon frère et mes grands parents pour tout ce que vous avez fait pour moi.

Quant à toi David, je ne sais comment te remercier pour ta gentillesse, ton soutien constant, tes conseils et tout un tas d’autres choses. Tu m’as beaucoup aidée à finir cette thèse, je te dois beaucoup ...

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
1 Cadre cosmologique	3
1.1 Du principe cosmologique aux équations de Friedmann	3
1.1.1 Le principe cosmologique	3
1.1.2 La métrique de Robertson-Walker	4
1.1.3 Les équations d'Einstein	5
1.1.4 Équation de Friedmann-Lemaître	6
1.2 Les paramètres cosmologiques	7
1.2.1 Le décalage spectral vers le rouge	7
1.2.2 Les paramètres cosmologiques	8
1.2.3 Évolution de l'univers	9
1.3 Quelques mots sur l'énergie noire	10
1.3.1 Énergie du vide et constante cosmologique	10
1.3.2 La quintessence	13
1.4 Détermination des paramètres cosmologiques	14
1.4.1 Mesure de distances	14
1.4.2 Relation magnitude-décalage spectral : le diagramme de Hubble	17
1.4.3 Le fond de rayonnement cosmologique	17
1.4.4 Tests pour sonder l'énergie noire	21
1.5 Conclusion	22
2 Les supernovæ	27
2.1 Les supernovæ : généralités	27
2.1.1 Un peu d'histoire	27
2.1.2 Classification observationnelle	28
2.1.3 Fréquence d'explosion	32
2.2 Évolution stellaire	32
2.3 Les supernovæ gravitationnelles	34
2.3.1 Évolution et mécanisme d'explosion	34
2.3.2 Courbes de lumière	35
2.3.3 Nucléosynthèse	36
2.4 Les supernovæ thermonucléaires	36
2.4.1 Évolution des étoiles peu massives ($M \lesssim 8 M_{\odot}$)	37
2.4.2 De la naine blanche à la supernova	38
2.4.3 Une classe relativement homogène	38

2.4.4	Taux des supernovæ de type Ia distantes	43
2.4.5	Des cas particuliers	44
2.4.6	Modèles de SN Ia	45
2.5	Conclusion	46
3	Supernovæ de type Ia et cosmologie	49
3.1	Paramétrisation de la courbe de lumière	49
3.1.1	Corrélation entre luminosité au maximum et taux de décroissance	49
3.1.2	Facteur d'étirement	51
3.1.3	Méthode MLCS	51
3.1.4	Corrélation entre magnitude et couleur au maximum	54
3.1.5	Corrélations avec la morphologie de la galaxie hôte	56
3.1.6	Corrélations spectrales	56
3.2	Diagramme de Hubble	57
3.2.1	Les corrections K	58
3.2.2	Absorption	60
3.2.3	Les poussières grises	61
3.2.4	L'évolution	63
3.2.5	Les effets de sélection	63
3.2.6	Effet de lentille gravitationnelle	63
3.3	Conclusion	64
4	Contexte expérimental	67
4.1	Le projet SNLS	67
4.1.1	Les objectifs	69
4.1.2	Les instruments	70
4.1.2.1	Le télescope Canada-France-Hawaï, CFHT	70
4.1.2.2	La caméra MegaCam	70
4.1.3	Les filtres de MegaCam	72
4.2	Stratégie d'observation	73
4.2.1	La méthode de recherche glissante	75
4.2.2	Observation dans plusieurs bandes spectrales	76
4.2.3	Les champs du SNLS	76
4.3	Chaîne de détection	76
4.3.1	Traitement des images	77
4.3.2	Soustraction	82
4.3.3	Détection et inspection visuelle	84
4.4	Suivi spectroscopique	85
4.5	Status	86
4.6	Conclusion et perspectives futures	88
5	Courbes de lumière	91
5.1	Photométrie des supernovæ	91
5.1.1	Alignement géométrique et photométrie	91
5.1.2	Photométrie différentielle	92
5.1.3	Flux par nuit de la supernova	93
5.2	Calibration photométrique	94
5.2.1	Calibration des étoiles de champ	95

5.2.2	Calibration des supernovæ	99
5.2.3	Fausses supernovæ	101
5.3	Filtres MegaCam	101
5.4	Ajustement de la courbe de lumière	104
5.4.1	Modèle de la courbe de lumière	104
5.4.2	Entraînement du modèle	110
5.4.3	Contrôle de la procédure	113
5.4.4	L'ajustement	116
5.5	Conclusion	116
6	Résultats de cosmologie	121
6.1	Lots de supernovæ	121
6.1.1	Lot des supernovæ proches	121
6.1.2	Lot des supernovæ de SNLS	122
6.1.3	Comparaison	122
6.2	Diagramme de Hubble	124
6.2.1	Estimateur de distance	124
6.2.2	Ajustement du diagramme de Hubble	125
6.2.3	Qualité de l'estimateur de distance	126
6.3	Résultats sur les paramètres cosmologiques	128
6.3.1	Diagramme de Hubble	128
6.3.2	Contours de confiance	129
6.4	Étude des effets systématiques	133
6.4.1	Calibration photométrique	133
6.4.2	Filtres	134
6.4.3	Couleur ($U - B$)	134
6.4.4	Effets d'évolution	134
6.4.5	Biais de Malmquist	137
6.4.6	Récapitulatif sur les erreurs systématiques et résultats	140
6.5	Modèles d'énergie noire	140
6.6	Conclusion	142
	Conclusion	147
A	Le système de magnitude	151
A.1	Définition de la magnitude apparente	151
A.2	Deux systèmes de magnitude	152
A.3	En pratique	153
A.4	Flux, magnitude et distance	153
B	Analyse en composantes principales	157
B.1	Objectif	157
B.2	Principe	158
B.3	Modèle	160
B.4	Recherche de corrélations	161
B.4.1	Évolution des coefficients en fonction de la phase	161
B.4.2	Corrélations avec des paramètres physiques	163
B.5	Conclusion et perspectives	164

Table des figures

1.1	Carte des anisotropies du fond diffus cosmologique	4
1.2	Carte de la répartition spatiale des galaxies	5
1.3	Évolution de l'univers dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$	10
1.4	Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$	11
1.5	Évolution des paramètres Ω_i en fonction du paramètre d'échelle.	13
1.6	Distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge	16
1.7	Diagramme de Hubble	18
1.8	Distance angulaire et géométrie de l'univers	19
1.9	Spectre de puissance du CMB.	20
1.10	Évolution des densités de matière et d'énergie noire	21
1.11	Contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) prévus par SNAP	22
1.12	Contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) pour les SN Ia, 2dF et WMAP	23
1.13	Détection du pic acoustique avec fonction de corrélation des galaxies du SDSS	24
1.14	Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$	25
2.1	Nébuluse du Crabe	28
2.2	Profil P-Cygni	29
2.3	Spectres des différents types de supernovæ	30
2.4	Courbes de lumière des différents types de supernovæ	31
2.5	Classification spectrale des supernovæ	31
2.6	Diagramme de Hertzsprung-Russel	33
2.7	Structure en couche d'une étoile massive	34
2.8	Courbes de lumière en V de différentes SNI	36
2.9	Courbes de lumière en V de différentes SNIb/c	37
2.10	Abondances des éléments	38
2.11	Système binaire	39
2.12	Spectre de SN 1994d en phase photosphérique	40
2.13	Homogénéité des spectres de SNIa	41
2.14	Courbes de lumière de SN 1998bu	41
2.15	Filtres de Bessell $UBVRI$	42
2.16	Courbes de couleurs de SN 1998bu	42
2.17	Courbes de lumière d'une vingtaine de SNIa dans la bande B	43
2.18	Courbes de lumière de SN 1991T dans les bandes B et V	45
2.19	Courbes de lumière de SN 1991bg dans les bandes B, V, R, I	46
2.20	Comparaison de spectres de supernovæ normales et particulières	47
3.1	Magnitude absolue et Δm_{15}	50
3.2	Correction de la dispersion par le facteur d'étirement	52

3.3	Diagramme de Hubble avec la méthode MLCS	53
3.4	Relation magnitude absolue-couleur au maximum	55
3.5	Couleur en fonction du Δm_{15}	56
3.6	Diagramme de Hubble en fonction du type de la galaxie hôte	57
3.7	Corrélations spectrales	58
3.8	Effet du décalage vers le rouge	59
3.9	Carte des poussières interstellaires	61
3.10	Exclusion du modèle avec poussières grises	62
3.11	Comparaison de spectres	64
4.1	Contours de confiance prévus avec le SNLS	69
4.2	Les télescopes au Mauna Kea	70
4.3	L'instrument MegaPrime monté sur le CFHT	71
4.4	La mosaïque de MegaCam	72
4.5	Courbes de transmission des filtres de MegaCam	73
4.6	Transmission de l'optique et réflectivité du miroir pour le CFHT	74
4.7	Filtres effectifs de MegaCam	74
4.8	Exemple de courbes de lumière bien échantillonnées	75
4.9	Champs d'observation pour le SNLS	77
4.10	Image prise au crépuscule dans la bande i'	78
4.11	Franges d'interférence dans la bande spectrale i'	79
4.12	Exemple de zones de pixels morts	80
4.13	Exemple de pixels saturés	81
4.14	Exemple de cosmiques	82
4.15	Image brute et image corrigée	83
4.16	Schéma d'une soustraction	84
4.17	Interface web pour l'inspection visuelle	86
4.18	Informations diverses et images de suivi d'un candidat	87
4.19	Exemple de spectre obtenu au VLT	88
4.20	Progrès du suivi SNLS depuis avril 2003 jusqu'à mars 2005	90
4.21	Distribution du décalage vers le rouge des SNIa/SNIa ?	90
5.1	Courbes de lumière avec un flux par pose	94
5.2	Flux par nuit	95
5.3	Exemple d'une nuit photométrique	97
5.4	Comparaison entre un rayon d'ouverture fixe et un variable	98
5.5	Diagramme couleur-couleur Landolt/MegaCam	99
5.6	Détermination du point zéro	100
5.7	Schéma récapitulatif des différentes étapes de la calibration	101
5.8	Résidus de flux des fausses supernovæ	102
5.9	Comparaison des termes de couleur synthétiques et observés entre MegaCam et SDSS 2.5-m	103
5.10	Loi d'absorption Galactique	107
5.11	Patron de spectres	108
5.12	Similitude des courbes de couleur et des corrections-K	109
5.13	Patrons de courbes de lumière en $UBVR$	111
5.14	Relation modélisée entre $(U - B)_{max}$ et s	111
5.15	Courbes de lumière en $UBVR$ pour le lot d'entraînement	112

5.16	Comparaison entre la correction de couleur \mathcal{K}_{col} et l'extinction de Cardelli par rapport A_B	113
5.17	Résidus au modèle de courbe de lumière	114
5.18	Comparaison de l'ajustement en utilisant les bandes UB et BV	115
5.19	Exemples de résultats d'ajustement de courbes de lumière	117
6.1	Distribution du décalage spectral des lots de SNe Ia proches et de SNLS	122
6.2	Comparaison de la distribution du facteur d'étirement pour les lots de SN Ia proches et de SNLS	123
6.3	Comparaison de la distribution du paramètre de couleur pour les lots de SN Ia proches et de SNLS	123
6.4	Contours de confiance dans le plan (α, β) obtenus avec (U, B) ou (B, V)	127
6.5	Quantité ΔU_3 en fonction de z	129
6.6	Diagramme de Hubble obtenu avec les supernovæ proches et les supernovæ de SNLS . .	130
6.7	Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$	132
6.8	Contours de confiance dans le plan (Ω_M, w)	133
6.9	Couleurs $(B_{max} - V_{max})$ et $(U_{max} - B_{max})$, intrinsèques, pour trois intervalles de décalage spectral	135
6.10	Distributions des couleurs $(U_{max} - B_{max})$ et $(B_{max} - V_{max})$ et du facteur d'étirement s	136
6.11	Résidus au diagramme de Hubble en fonction du facteur d'étirement et de la couleur . .	137
6.12	Distribution de z, i', col et s pour les SNe Ia de SNLS et celles de la simulation	138
6.13	Évolution de s, col et des résidus au diagramme de Hubble en fonction de z	139
6.14	Contours de confiance dans le plan (Ω_Q, w_Q)	141
B.1	Base de vecteurs propres	158
B.2	Base de vecteurs propres	160
B.3	Spectre moyen	161
B.4	Modélisation du spectre de SN 1996X	162
B.5	Modélisation du spectre de SN 1991X	162
B.6	Évolution des trois premiers coefficients de projection	164
B.7	Évolution de certains rapports entre des coefficients de projection	165
B.8	Corrélation entre a_1/a_0 et la phase	166
B.9	Corrélation entre a_2/a_0 et $\mathcal{R}(\text{CaII})$	166
B.10	Relation entre Δm_{15} et a_2/a_0	167

Liste des tableaux

2.1	Taux de supernovæ proches	32
2.2	Mesures des taux de SN Ia distantes	44
4.1	Temps alloué aux différents relevés du CFHTLS	68
4.2	Temps alloué dans les différentes bandes en fonction de la nuit d’observation pour le SNLS	68
4.3	Caractéristiques de la caméra MegaCam	72
4.4	Caractéristiques des filtres MegaCam	72
4.5	Coordonnées des champs d’observation	76
4.6	Statistiques de SNLS	89
5.1	Lot d’entraînement de SNe Ia	118
5.2	Lot de test de SNe Ia	119
6.1	Dispersion et valeurs moyennes de la quantité ΔU_3 pour les trois lots de supernovæ	128
6.2	Influence d’un décalage de point zéro sur les paramètres cosmologiques	134
6.3	Valeurs moyennes des distributions de $(B_{max} - V_{max})$, $(U_{max} - B_{max})$ et s pour les trois lots de supernovæ	136
6.4	Récapitulatif des erreurs systématiques	140
6.5	Tableau récapitulatif des SN Ia proches	143
6.6	Tableau récapitulatif des SN Ia issues de SNLS	144
B.1	Lot de spectres utilisés pour construire la base \mathcal{B}	159
B.2	Valeurs de $\mathcal{R}(\text{CaII})$ et Δm_{15} pour certaines SN Ia	163

Introduction

La cosmologie observationnelle a pour but d'étudier les caractéristiques de l'univers dans sa globalité afin d'en comprendre et d'en retracer son histoire. Mesurer des distances à l'aide d'objets appelés *chandelles standard*, dont la particularité est d'avoir une luminosité reproductible, permet de fixer des contraintes sur les paramètres cosmologiques intervenant dans le modèle standard du Big Bang, tels que les densités des principales composantes de l'univers.

L'observation et la classification des supernovæ ont conduit à la mise en évidence d'une sous-classe particulière : les supernovæ de type Ia. Ces objets résultent, d'après le scénario le plus couramment admis, de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche ayant accrété de la matière d'un compagnon dans un système binaire serré, jusqu'à atteindre la masse limite de Chandrasekhar. Ce processus d'explosion relativement homogène laisse supposer que ces supernovæ de type Ia peuvent être considérées comme des chandelles standard. De plus, la quantité d'énergie libérée au cours de ce phénomène est telle que la supernova atteint une luminosité comparable à celle de sa galaxie hôte, la rendant ainsi visible à de grandes distances.

L'intérêt porté à ces objets s'est accru au cours des dix dernières années. Deux groupes internationaux, le *Supernova Cosmology Project* et le *High-Z Team* se sont lancés dans leur étude systématique, à la fin des années 90, en vue de mesurer les paramètres cosmologiques. Cependant, bien que la luminosité au maximum de ces objets présente une faible dispersion (~ 0.4 mag), celle-ci reste encore trop importante pour effectuer des mesures de distance précises. Néanmoins, les dizaines de SNe Ia obtenues par les deux groupes précédents ont permis de confirmer l'existence de corrélations déjà soupçonnées entre la luminosité maximale et des quantités observables telles que le taux de déclin de la courbe de lumière ou encore la couleur de la supernova. La prise en compte de ces corrélations permet alors de réduire la dispersion au maximum à ~ 0.15 mag, faisant ainsi des SNe Ia les indicateurs de distance les plus précis à ce jour. La recherche et l'analyse de ces dizaines de SNe Ia a surtout conduit à la mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'univers, signalant de cette manière la présence d'une composante supplémentaire dont la nature demeure inconnue et que l'on désigne sous le terme d'*énergie noire*.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une nouvelle expérience, débutée au printemps 2003 : le *Supernova Legacy Survey* (SNLS) dont les motivations principales sont de confirmer les résultats précédents avec une meilleure précision et de déterminer la nature de cette énergie noire, via son équation d'état w . De grands moyens sont mis en œuvre, aussi bien pour la découverte et le suivi photométrique des candidats que pour l'identification spectroscopique. Prévu pour une durée de cinq ans, ce projet envisage d'étudier plus d'une centaine de SNe Ia, à des décalages vers le rouge compris entre 0.3 et 1, permettant ainsi de discriminer entre les différents modèles cosmologiques. Cette large statistique fournira également une précision sur la mesure de l'équation d'état w de l'énergie noire de l'ordre de 10 %.

Nous resituons dans un premier temps le cadre cosmologique dans lequel nous nous plaçons, en présentant plus particulièrement les paramètres cosmologiques intervenant dans le modèle standard, tels que la constante de Hubble H_0 , la densité de matière Ω_M et la constante cosmologique Ω_Λ . Nous montrons comment ces paramètres peuvent être contraints en effectuant des mesures de distance, et nous

présentons également différents tests observationnels permettant de sonder l'énergie noire.

Après avoir rappelé, dans le chapitre suivant, les principales étapes de l'évolution stellaire conduisant au phénomène de supernova, nous nous attardons plus particulièrement sur la sous-classe des supernovæ de type Ia. Nous présentons ensuite les différentes méthodes employées afin de réduire la dispersion de la luminosité au maximum des SNe Ia, dans le but d'utiliser ces dernières comme de très bonnes chandelles standard.

Le projet SNLS, qui envisage d'accroître considérablement la statistique actuelle des SNe Ia, est décrit dans le chapitre 4. Une nouvelle stratégie d'observation a été mise au point : la méthode dite de *recherche glissante*, qui permet de découvrir et de suivre simultanément plusieurs supernovæ grâce à l'observation répétée des mêmes champs, et ceci à l'aide d'un seul instrument : le *Canada France Hawaii Telescope* (CFHT). Nous présentons également les différentes étapes menant à la détection des candidats SNe Ia possibles, depuis les images brutes fournies par le télescope. Ces candidats sont ensuite identifiés grâce aux observations spectroscopiques réalisées à l'aide des plus grands télescopes terrestres actuels (VLT, Keck et Gemini).

D'un point de vue pratique, la mesure de distance repose sur la comparaison de flux entre des objets proches et des objets lointains, à une même date, choisie comme celle du maximum de luminosité dans la bande spectrale B . Après une étape importante consistant à calibrer la supernova, on construit sa courbe de lumière qui décrit l'évolution de sa luminosité en fonction du temps, et ceci dans plusieurs bandes spectrales. Le chapitre 6 décrit le modèle qui ajuste cette courbe de lumière. Il permet d'estimer le flux de la supernova dans les différentes bandes, dans le référentiel au repos de l'objet.

Enfin le dernier chapitre présente l'estimateur de distance que l'on a choisi. Ce dernier est construit à partir des paramètres issus de l'ajustement de la courbe de lumière et il tient compte des corrélations photométriques observées. En appliquant cet estimateur de distance à un lot de SNe Ia proches provenant de la littérature et à un lot de SNe Ia lointaines issues de SNLS, nous construisons le diagramme de Hubble. Nous présenterons alors les résultats obtenus sur les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ ainsi que sur l'équation d'état w de l'énergie noire.

Chapitre 1

Cadre cosmologique

Introduction

La cosmologie est la science qui étudie les caractéristiques de l'univers pris dans son ensemble. Les modèles cosmologiques tentent d'en expliquer sa structure, sa formation et son évolution, à grande échelle. À ce jour, le modèle standard du Big Bang est celui qui s'accorde le mieux avec les observations cosmologiques telles que la récession des galaxies, la présence d'un rayonnement uniforme à 2.7 Kelvins ou encore les abondances des divers éléments chimiques. Ce modèle se base sur la théorie de la relativité générale développée par A. Einstein en 1915. Son formalisme est celui de Friedmann-Robertson-Walker qui décrit la géométrie d'un univers homogène et isotrope.

La cosmologie observationnelle a pour objectifs, entre autres, de comprendre la formation des structures, mais également de contraindre les paramètres introduits par le modèle standard. Après avoir brièvement exposé les bases de ce dernier, nous présenterons les tests cosmologiques qui permettent d'obtenir les mesures des paramètres tels que la constante de Hubble (H_0) et les densités réduites actuelles des différentes composantes que sont la matière, Ω_{M_0} , et la constante cosmologique, Ω_{Λ_0} .

1.1 Du principe cosmologique aux équations de Friedmann

1.1.1 Le principe cosmologique

Depuis Copernic et son système planétaire héliocentrique, nous savons que la Terre n'est pas au centre de l'univers. Aucune région n'occupe en fait de place privilégiée, autrement dit toutes les lignes de visée sont équivalentes. Notre Univers est donc supposé **isotrope** et **homogène**, à grande échelle : il s'agit du *principe cosmologique* qui sert de base aux différents modèles d'univers. N'étant au départ qu'une considération philosophique, cette hypothèse s'est vue confirmée par les observations récentes.

Isotropie. Les satellites COBE (*COsmic Background Explorer*) en 1992, puis WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) en 2003 ont observé le rayonnement du fond diffus cosmologique. Il s'agit d'un rayonnement de corps noir de température (Fixsen et al. 1996) :

$$T_0 = 2.7277 \pm 0.002 \text{ K}, \quad (1.1)$$

produit par les photons de l'univers primordial. La carte des anisotropies de ce rayonnement fossile, construite à partir des observations met en évidence la grande isotropie de notre Univers, comme on peut le voir sur la figure 1.1.

En effet, les variations relatives de température en fonction de la ligne de visée sont seulement de l'ordre de :

$$\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}. \quad (1.2)$$

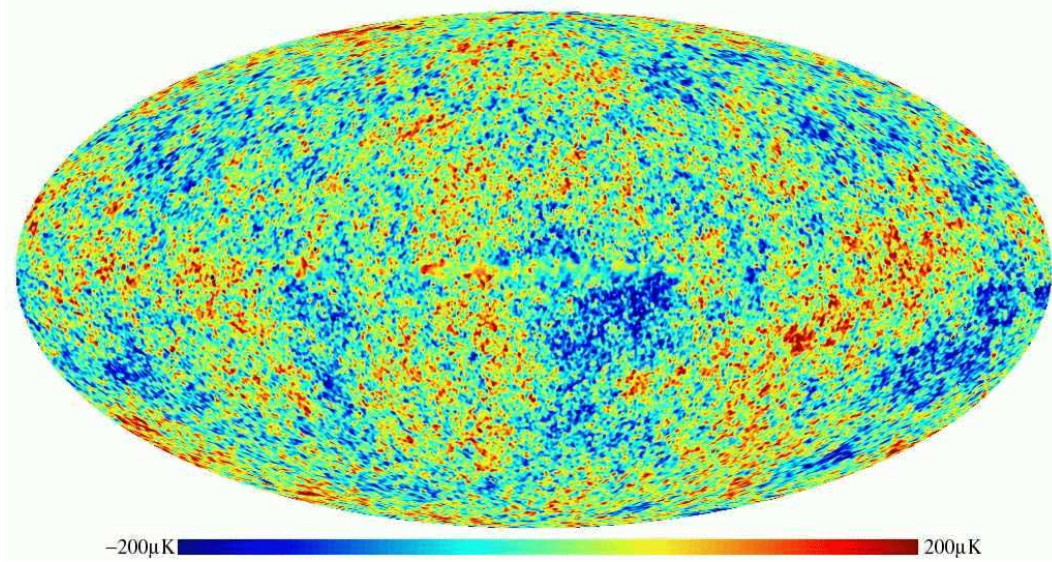


FIG. 1.1 – Mise en évidence de la grande isotropie de l'univers grâce à l'observation du fond diffus cosmologique avec le satellite WMAP. Figure extraite de Tegmark et al. (2003).

Homogénéité. À faible échelle, notre Univers présente une certaine structure. En effet, les galaxies composées d'étoiles se regroupent en amas qui eux-mêmes s'associent en super-amas. Mais dès que l'on regarde à des échelles supérieures à la centaine de Mpc¹, l'univers nous apparaît homogène.

C'est ce qui a été mis en évidence par l'observation de plusieurs centaines de milliers de galaxies dans le cadre du sondage *2 degree Field Survey*, 2dF. La carte de la répartition spatiale, en trois dimensions, de ces galaxies est présentée sur la figure 1.2. L'absence de structure à de grandes distances (décalage spectral vers le rouge > 0.15) y est clairement visible.

Munis du principe cosmologique, nous allons maintenant présenter succinctement les équations qui décrivent notre Univers.

1.1.2 La métrique de Robertson-Walker

La métrique de H.P. Robertson et de A.G. Walker décrit un univers localement homogène et isotrope. Ce modèle est utilisé comme une première approximation du modèle standard cosmologique. En coordonnées polaires, cette métrique s'écrit de la manière suivante :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.3)$$

où k , qui décrit la courbure de l'univers, ne peut prendre que trois valeurs suivant que l'univers est **ouvert** ($k = -1$), **fermé** ($k = 1$) ou **plat** ($k = 0$). Le paramètre R est un facteur d'échelle décrivant

¹Le parsec, pc, est une unité de longueur définie comme étant la distance à laquelle le rayon moyen de l'orbite terrestre est vu sous un angle d'une seconde. Cela correspond à ~ 3.26 années lumière.

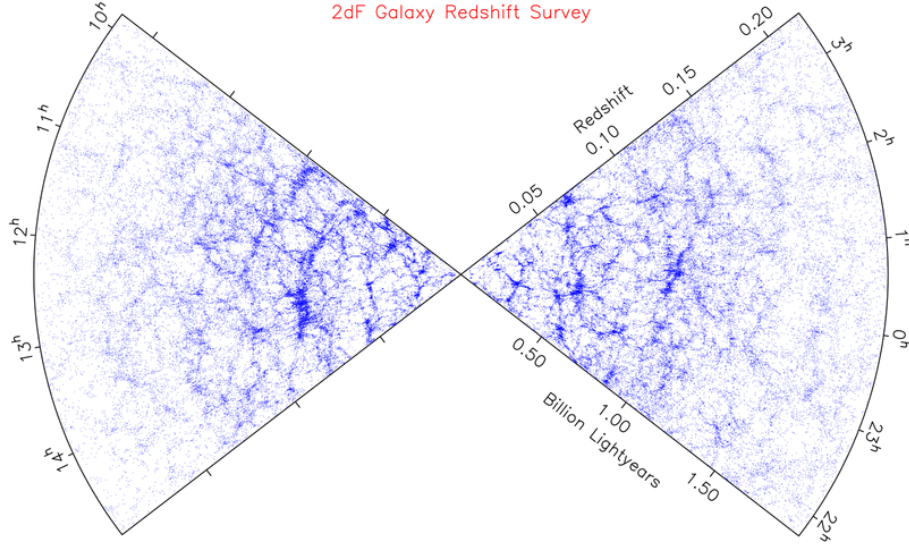


FIG. 1.2 – Mise en évidence de l’homogénéité de l’univers par l’observation d’un grand nombre de galaxies lors du sondage 2dF. Les structures sont présentes à de faibles distances (décalages spectraux vers le rouge, ou “redshift”, inférieurs à 0.1) mais disparaissent à de plus grandes échelles. Notre Galaxie est située à l’intersection des deux tranches de ciel observées. Figure tirée de Colless (2003).

l’expansion de l’univers. On l’exprime généralement sous la forme sans dimension $a(t) = \frac{R(t)}{R_0}$, R_0 étant la valeur actuelle de $R(t)$. La distance entre deux galaxies, éloignées de l_0 au temps $t = t_0$, s’écrit alors : $l(t) = a(t) l_0$.

Il est d’usage d’introduire le système de coordonnées comobiles (χ, θ, ϕ) , tel que :

$$d\chi = (1 - kr^2)^{-1/2} dr, \quad (1.4)$$

soit

$$r = \mathcal{S}_k(\chi), \quad (1.5)$$

où la fonction $\mathcal{S}_k(\chi)$ est définie par :

$$\mathcal{S}_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{si } k = 1 \\ \chi & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi) & \text{si } k = -1 \end{cases}$$

La métrique peut ainsi se réécrire sous la forme :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + \mathcal{S}_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]. \quad (1.6)$$

La distance dl entre deux points de coordonnées $(\chi, 0, 0)$ et $(\chi + d\chi, 0, 0)$ est donc proportionnelle au facteur d’échelle $R(t)$: $dl = R(t)d\chi$.

1.1.3 Les équations d’Einstein

Le principe d’équivalence postule que les lois de la physique sont identiques dans un référentiel uniformément accéléré et dans un champ gravitationnel constant, ce qui revient à dire que masse gravitationnelle et masse inertielle sont égales. Ce principe sert de base à la relativité générale développée par

A. Einstein, en 1915. Ce dernier a ainsi relié le contenu en matière de l'univers à sa géométrie à travers les équations portant son nom :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, fonction des dérivées du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, R est la trace de $R_{\mu\nu}$. $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion qui décrit le contenu en matière de l'univers. Enfin, G est la constante universelle de la gravitation et Λ la constante cosmologique, introduite à l'origine par Einstein qui voulait donner une solution statique à ses équations, appliquées à un univers homogène et isotrope. Mentionnons que si l'on fait passer le terme $\Lambda g_{\mu\nu}$ dans le membre de droite de l'équation 1.7, alors celui-ci peut s'interpréter comme un terme de source pour le vide.

Si l'on modélise le contenu de l'univers par un fluide parfait de pression p et de densité ρ , alors le principe cosmologique impose, pour la forme du tenseur énergie-impulsion :

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)U^\mu U^\nu - pg^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

où $U^\mu = (1 \ 0 \ 0 \ 0)$ est le quadrivecteur vitesse du fluide en question, dans le repère où ce dernier est au repos. Autrement dit, on a : $T^{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, p, p, p)$. La dérivée covariante du tenseur énergie-impulsion étant nulle, la conservation locale de l'énergie se traduit par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.9)$$

ou, ce qui est équivalent :

$$pd(a^3) + d(\rho a^3) = 0, \quad (1.10)$$

où l'on reconnaît une équation du type : $dE = -pdV$, en considérant un volume comobile $V_c \propto a^3$.

En appliquant indépendamment l'équation 1.10 aux différentes composantes (matière, rayonnement et constante cosmologique), il est possible de déterminer l'évolution de leur densité respective en fonction du facteur d'échelle $a(t)$.

$$\text{matière (non relativiste)} : \quad p_M \sim 0 \quad \rho_M \sim a^{-3} \quad (1.11)$$

$$\text{rayonnement (relativiste)} : \quad p_r \sim \frac{\rho_r}{3} \quad \rho_r \sim a^{-4} \quad (1.12)$$

$$\text{constante cosmologique} : \quad p_\Lambda = -\rho_\Lambda \quad \rho_\Lambda = \text{constante} \quad (1.13)$$

1.1.4 Équation de Friedmann-Lemaître

La métrique de Robertson-Walker ainsi que la forme du tenseur énergie-impulsion dans le cas d'un fluide parfait permettent de simplifier les équations d'Einstein. Les composantes (0,0) et (i,i) conduisent respectivement aux deux équations suivantes :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.14)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = -8\pi Gp + \Lambda. \quad (1.15)$$

La première équation, appelée équation de Friedmann-Lemaître, décrit la dynamique de l'univers, c'est-à-dire l'évolution du taux d'expansion \dot{a} en fonction du temps. La quantité $\frac{\dot{a}}{a}$ définit le *paramètre de Hubble*, dont la valeur actuelle, notée H_0 , est appelée *constante de Hubble*.

En combinant les deux équations précédentes, on obtient l'expression de l'accélération de l'expansion :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.16)$$

L'équation de Friedmann peut se résoudre facilement en considérant des cas particuliers :

- **Domination de la matière.** Courbure et constante cosmologique sont ici négligeables, l'équation de Friedmann se simplifie donc :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_M. \quad (1.17)$$

En se rappelant que $\rho_M \sim a^{-3}$ (cf. équation 1.11), il vient : $a(t) \sim \pm t^{2/3}$.

- **Domination du rayonnement.** L'équation de Friedmann prend la même forme que ci-dessus en remplaçant ρ_M par ρ_r , dont la dépendance au facteur d'échelle est $\rho_r \sim a^{-4}$ (cf. équation 1.12). On a alors : $a(t) \sim \pm t^{1/2}$.

- **Domination de la constante cosmologique.** Dans ce cas, la courbure et les densités de matière et de rayonnement sont négligeables, ce qui conduit à :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.18)$$

Le facteur d'échelle varie alors comme : $a(t) \sim e^{\pm t\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}}$; l'expansion, ou la contraction, est accélérée de manière exponentielle.

C'est à la fin des années 1920, que E. Hubble mis en évidence l'expansion de notre Univers. Il observa en effet que les galaxies s'éloignaient les unes des autres, avec une vitesse v proportionnelle à leur distance d . C'est la célèbre *loi de Hubble* : $v = H_0 d$. Il ne faut donc considérer que les solutions positives à l'équation de Friedmann, dans les trois cas particuliers évoqués ci-dessus.

1.2 Les paramètres cosmologiques

Avant de définir les paramètres cosmologiques, nous allons introduire, d'un point de vue cosmologique, la notion de décalage spectral vers le rouge.

1.2.1 Le décalage spectral vers le rouge

Lorsque qu'une galaxie s'éloigne de nous, les raies de son spectre sont déplacées vers les grandes longueurs d'onde, c'est-à-dire vers la partie du spectre correspondant au rouge. Inversement lorsqu'elle se rapproche de nous, le décalage s'effectue vers le bleu (petites longueurs d'onde). Pour des vitesses relatives v petites devant c , ce décalage est interprété comme une conséquence de l'effet Doppler. Ainsi, pour un photon émis à une longueur d'onde λ_e et observé sur Terre avec une longueur d'onde λ_0 , on a :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{v}{c} \equiv z, \quad (1.19)$$

où z est le décalage spectral vers le rouge ou *redshift*.

Plaçons-nous maintenant dans le cadre cosmologique en utilisant la métrique de Robertson-Walker. Le parcours d'un photon suit une géodésique d'équation $ds^2 = 0$, ce qui correspond, d'après 1.6, à :

$$dt = a(t)d\chi. \quad (1.20)$$

Ainsi pour deux photons émis aux temps t_e et $t_e + dt_e$, et reçus aux temps t_0 et $t_0 + dt_0$ respectivement, la coordonnée comobile χ entre ces deux sources s'écrit :

$$\chi = \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_e + dt_e}^{t_0 + dt_0} \frac{dt}{a(t)}. \quad (1.21)$$

Ceci implique : $\frac{dt_e}{a(t_e)} = \frac{dt_0}{a(t_0)}$. L'effet de dilatation du temps, à cause de l'expansion, affecte également les longueurs d'onde ($\lambda = cdt$), ainsi :

$$\frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} \equiv 1 + z. \quad (1.22)$$

En ce rappelant que $a(t_0) = R(t_0)/R_0 = 1$, le paramètre d'échelle a est alors une fonction simple de z :

$$a(z) = \frac{1}{1 + z}. \quad (1.23)$$

Dans le cas de l'univers proche, le paramètre $a(t)$ peut se développer en puissance de $(t - t_0)$, au voisinage de t_0 . Si l'on définit le paramètre de décélération actuel comme $q_0 = -\frac{\ddot{a}}{a^2}$, l'expression de $a(t)$ s'écrit alors :

$$a(t) = 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0H_0^2(t - t_0)^2 + \dots \quad (1.24)$$

Par conséquent, la coordonnée comobile χ s'exprime en fonction du décalage spectral de la manière suivante :

$$\chi(z) = \frac{cz}{R_0H_0} \left[1 - \frac{1 + q_0}{2}z + \dots \right]. \quad (1.25)$$

1.2.2 Les paramètres cosmologiques

L'équation de Friedmann peut s'écrire en faisant apparaître de manière explicite les densités réduites des différentes composantes. Pour cela, on introduit la densité critique ρ_c de l'univers définie comme :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.26)$$

dont la valeur actuelle est :

$$\rho_{c0} = 1.88 \cdot 10^{-26} h_0^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}, \quad (1.27)$$

où h_0 est un paramètre sans dimension, défini par :

$$h_0 = \frac{H_0}{100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}}. \quad (1.28)$$

Les paramètres de densité, sans dimension, correspondant à la matière, au rayonnement, à la courbure et à la constante cosmologique s'écrivent alors respectivement :

$$\Omega_M = \frac{\rho_M}{\rho_c} \quad (1.29)$$

$$\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c} \quad (1.30)$$

$$\Omega_k = \frac{k}{a^2H^2} \quad (1.31)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}. \quad (1.32)$$

Finalement, l'équation de Friedmann s'écrit de manière très simple :

$$1 + \Omega_k = \Omega_M + \Omega_r + \Omega_\Lambda \equiv \Omega. \quad (1.33)$$

On voit ainsi clairement la relation entre la courbure (membre de gauche) et le contenu de l'univers (membre de droite). La géométrie de l'univers dépend de la valeur de Ω . L'univers sera fermé pour $\Omega > 1$ (courbure positive), plat pour $\Omega = 1$ (courbure nulle) ou ouvert pour $\Omega < 1$ (courbure négative).

Enfin, si l'on prend en compte les équations décrivant l'évolution des densités pour les différentes composantes (matière, rayonnement et constante cosmologique) dans l'équation de Friedmann, on obtient la relation donnant l'évolution du facteur d'échelle a en fonction des valeurs actuelles des paramètres cosmologiques :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_{M_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{r_0}(a^{-4} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1 - a^{-2}) + a^{-2}. \quad (1.34)$$

Nous ferons dans la suite l'hypothèse, réaliste, que l'univers actuel est dominé par Ω_{M_0} et Ω_{Λ_0} , autrement dit nous négligerons le terme en Ω_{r_0} dans l'équation 1.34.

1.2.3 Évolution de l'univers

L'évolution dynamique de l'univers dépend des valeurs relatives de Ω_M et Ω_Λ . On peut distinguer trois régions dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$, correspondant à des évolutions différentes, et délimitées par deux frontières.

La première frontière, entre les régions (1) et (2) sur la figure 1.3, est définie par la courbe :

$$\Omega_\Lambda^{lim1} = \begin{cases} 0 & \text{pour } 0 \leq \Omega_M \leq 1 \\ 4\Omega_M \left\{ \cos \left[\frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\frac{1-\Omega_M}{\Omega_M} \right) + \frac{4\pi}{3} \right] \right\}^3 & \text{pour } \Omega_M > 1. \end{cases} \quad (1.35)$$

Ainsi pour $\Omega_\Lambda \geq \Omega_\Lambda^{lim1}$, l'univers connaîtra une expansion infinie. Dans le cas contraire, il s'effondrera sur lui-même, notamment pour des valeurs négatives de Ω_Λ qui se traduisent par un effet d'attraction identique à celui de la gravitation.

La deuxième frontière, délimitant les régions (2) et (3) de la figure 1.3, est définie par la courbe :

$$\Omega_\Lambda^{lim2} = 4\Omega_M \left\{ f \left[\frac{1}{3} f^{-1} \left(\frac{1-\Omega_M}{\Omega_M} \right) \right] \right\}^3, \quad (1.36)$$

où f est une fonction définie comme \cosh pour $\Omega_M < 0.5$ et comme \cos pour $\Omega_M > 0.5$; la jonction en $\Omega_M = 0.5$ étant parfaitement analytique. Pour plus de détails, on pourra se reporter à Carroll et al. (1992).

Pour $\Omega_\Lambda \geq \Omega_\Lambda^{lim2}$, l'univers ne connaît pas de singularité primordiale, c'est-à-dire qu'il n'y a pas eu de Big Bang. Il se serait effondré sur lui-même et se trouverait actuellement dans une phase d'expansion.

Dans ce cas, il existe une valeur maximum, z_c , pour le décalage vers le rouge des objets présents dans l'univers :

$$z_c \leq 2 \left(\frac{1}{3} f^{-1} \left[\frac{1-\Omega_M}{\Omega_M} \right] \right) - 1, \quad (1.37)$$

où f est définie comme précédemment.

Cependant ce type d'univers pour lequel un "rebond" a eu lieu dans le passé (effondrement puis expansion), n'a pas été confirmé par les observations cosmologiques récentes (nucléosynthèse ou rayonnement du fond diffus cosmologique).

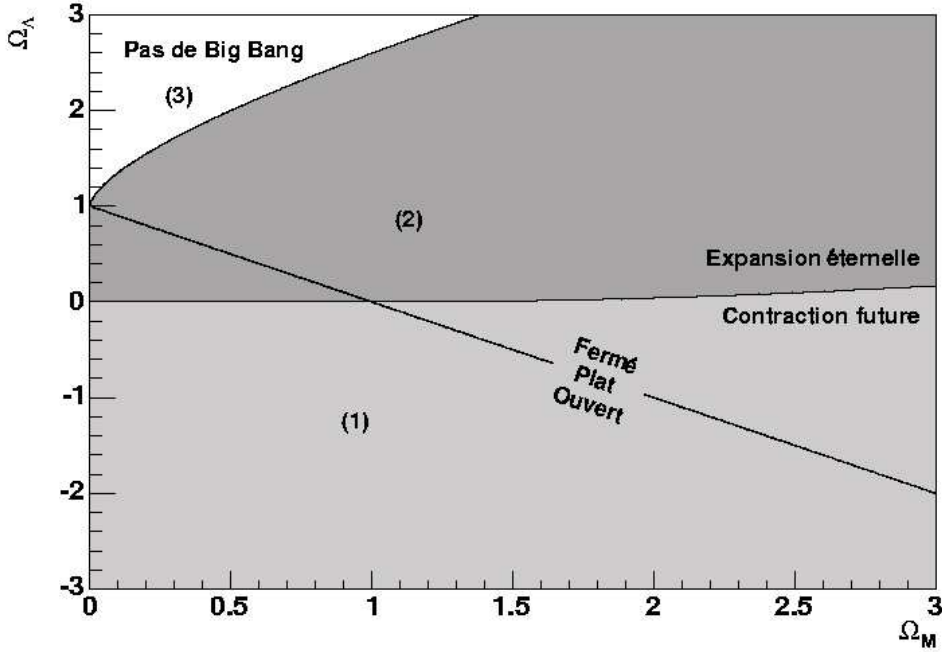


FIG. 1.3 – Plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$. L'évolution dynamique de l'univers est déterminée par les valeurs relatives des paramètres Ω_M et Ω_Λ . L'univers connaîtra un effondrement pour $\Omega_\Lambda < 0$ ou pour $\Omega_M \gg \Omega_\Lambda$ (région (1) en gris clair). Dans le cas $\Omega_\Lambda > 0$, l'expansion sera infinie (région (2) en gris foncé). Enfin, des valeurs grandes de Ω_Λ impliquent une absence de singularité initiale (région (3) en blanc).

1.3 Quelques mots sur l'énergie noire

Afin de rendre compte de la croyance empirique d'un univers statique, Einstein avait introduit un terme supplémentaire à ses équations qu'il nomma *constante cosmologique*. Mais les observations astronomiques, notamment celles effectuées par E. Hubble avec les galaxies, allèrent à l'encontre de cette croyance. Notre univers est en fait en expansion ; la constante cosmologique fut alors oubliée.

Cependant, à la fin des années 90, les observations de supernovæ de type Ia lointaines par deux groupes indépendants (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999) ont montré que l'univers était en expansion accélérée (figure 1.4), signalant ainsi la présence d'une nouvelle composante interprétable comme une constante cosmologique $\Lambda > 0$; les contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ excluant fortement les modèles $\Lambda = 0$.

La nature de cette nouvelle composante, que l'on désigne d'une manière générale sous le terme d'*énergie noire*, reste encore indéterminée. Bien que la constante cosmologique rende compte des observations actuelles, d'autres formes d'énergie noire sont envisageables (Carroll 2001).

Un moyen de caractériser une telle composante, que l'on notera dans le cas général X , est de connaître son équation d'état $w_X = p_X/\rho_X$, reliant sa pression p_X à sa densité ρ_X . Les valeurs de w_X peuvent varier entre -1, dans le cas d'une vraie constante cosmologique, à +1 dans le cas d'un champ scalaire, en passant par 0 dans le cas de la matière ordinaire.

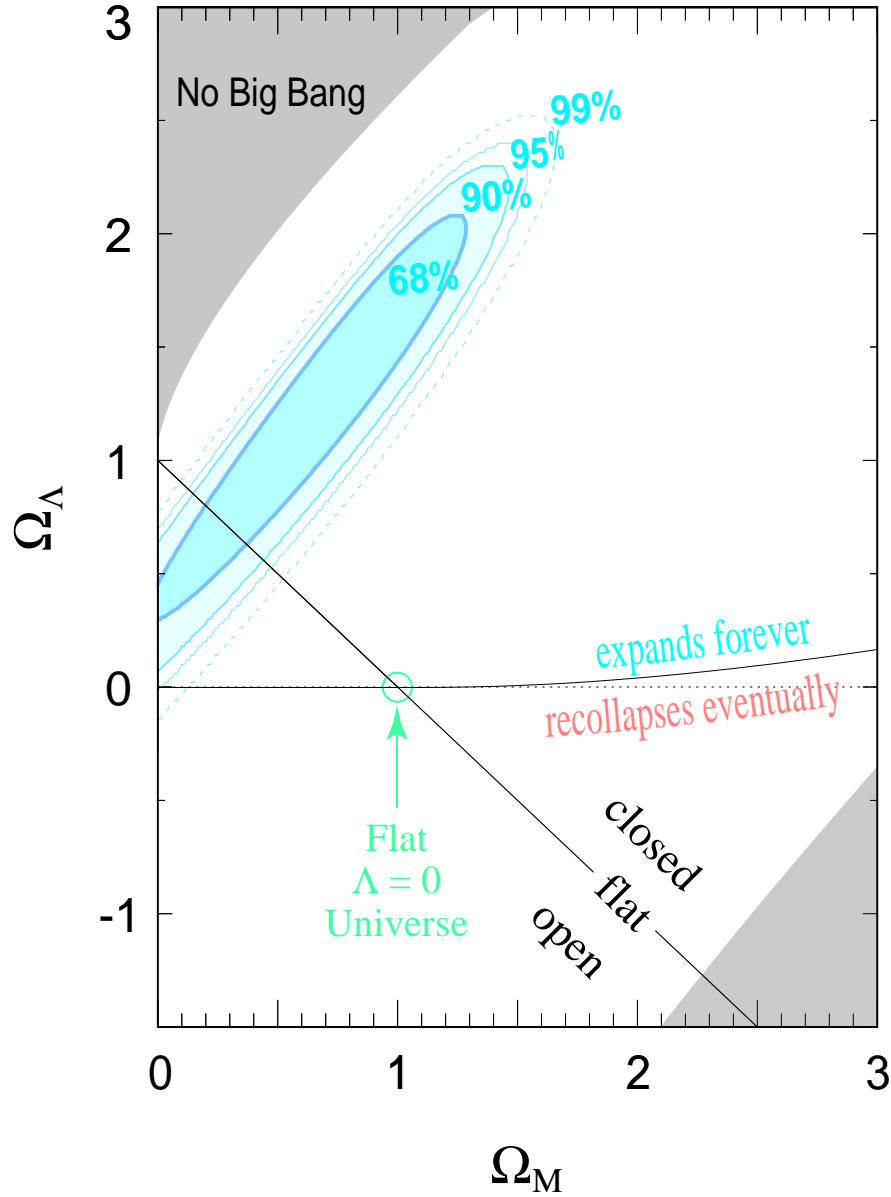


FIG. 1.4 – Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ obtenus grâce à l'observation de 42 SN Ia par le Supernova Cosmology Project (Perlmutter et al. 1999). Pour un univers plat, la valeur favorisée de Ω_Λ est de 0.7.

1.3.1 Énergie du vide et constante cosmologique

Les physiciens des particules envisagent la possibilité d'avoir une densité d'énergie associée au vide qui est défini comme étant l'état de plus faible énergie accessible. La constante cosmologique en serait alors une manifestation.

Si l'on considère que le vide est un invariant de Lorentz pour un observateur local, alors son tenseur énergie-impulsion est diagonal et ne peut prendre que la forme :

$$T_{\mu\nu}^{\text{vide}} = -\rho_{\text{vide}} g_{\mu\nu}, \quad (1.38)$$

où ρ_{vide} est une densité d'énergie du vide constante. Son équation d'état est par conséquent :

$$p_{vide} = -\rho_{vide}, \quad (1.39)$$

ce qui est équivalent à une constante cosmologique (voir équation 1.7), en posant :

$$\rho_{vide} = \rho_{\Lambda} \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G}. \quad (1.40)$$

C'est cette équivalence qui est à l'origine de l'identification de la constante cosmologique avec l'énergie du vide. Cependant nous devons faire face à deux difficultés que l'on désignera sous les noms de “problème de la constante cosmologique” et de “problème de la coïncidence”.

• Le problème de la constante cosmologique

La densité d'énergie ρ_{Λ} est une énergie par unité de volume. Autrement dit, la dimension de ρ_{Λ} est : $[\rho_{\Lambda}] = [E] \cdot [L]^{-3} = [M]^4$, avec la convention $\hbar = c = 1$.

Si l'on considère la masse de Planck réduite :

$$M_{Pl} \sim 10^{18} \text{GeV}, \quad (1.41)$$

on s'attend à avoir une contribution pour la constante cosmologique de l'ordre de² :

$$\rho_{\Lambda}^{\text{sup}} \sim (10^{18} \text{GeV})^4 \sim 2 \times 10^{110} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}. \quad (1.42)$$

Or différentes mesures, combinant notamment les résultats des observations des supernovæ de type Ia et des anisotropies du fond diffus cosmologique ou CMB³, impliquent :

$$\rho_{\Lambda}^{\text{obs}} \leq (10^{-12} \text{GeV})^4 \sim 2 \times 10^{-10} \text{erg} \cdot \text{cm}^3, \quad (1.43)$$

et donc :

$$\rho_{\Lambda}^{\text{obs}} \sim 10^{-120} \rho_{\Lambda}^{\text{sup}}. \quad (1.44)$$

C'est le fameux écart de 120 ordres de grandeur entre les observations et les prévisions théoriques (Weinberg 1989 ; Carroll 2004).

• Le problème de la coïncidence

Un autre sujet d'interrogation concerne la situation actuelle dans laquelle nous nous trouvons. En effet, nous sommes à une époque où la densité de matière (Ω_M) et la densité d'énergie du vide observée (Ω_{Λ}) sont du même ordre de grandeur, comme on peut le voir sur la figure 1.4. Or les densités d'énergie des composantes de l'univers évoluent différemment. Au début, l'énergie du vide était une quantité négligeable devant la matière et le rayonnement, alors qu'elle devient dominante dans la suite. Il n'y a qu'une très brève période où l'on peut assister à la transition d'un type de composante à un autre. C'est ce que l'on voit sur la figure 1.5 où la transition matière/énergie du vide est très rapide comparée à la transition rayonnement/matière.

La domination de Λ dans l'expansion dynamique de l'univers, précisément à notre époque, demande d'avoir des conditions initiales très spécifiques. La question se pose alors de savoir si ce que nous observons est effectivement une constante cosmologique d'équation d'état $w_{\Lambda} = \text{cste}$, ou s'il s'agit d'une autre forme d'énergie noire pouvant posséder une équation d'état variable avec le temps.

Le modèle physique le plus simple, que nous allons présenter brièvement, pouvant décrire une telle forme d'énergie noire est celui d'un champ scalaire variant lentement avec le temps, appelé *quintessence*.

²L'erg est une unité d'énergie souvent employée par les astronomes. 1 erg correspond à 10^{-7} Joules.

³Cosmic Microwave Background

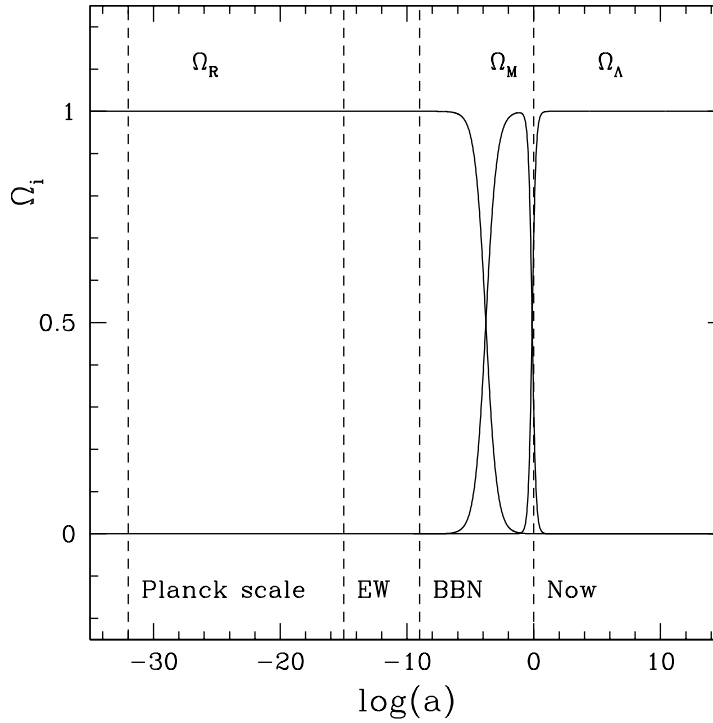


FIG. 1.5 – Évolution des densités de rayonnement Ω_R , de matière Ω_M et du vide Ω_Λ en fonction du facteur d'échelle. Les différentes périodes indiquées correspondent à l'échelle de Planck, à la brisure de symétrie électro-faible (EW), à la nucléosynthèse du Big Bang (BBN) et à l'époque actuelle. D'après Carroll (2004).

1.3.2 La quintessence

Dans ce type de modèle, l'énergie noire est associée à un champ scalaire homogène $\Phi(t)$, évoluant avec le temps, de potentiel $V(\Phi)$ et obéissant à l'équation de Klein-Gordon :

$$\ddot{\Phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\Phi} + \frac{dV}{d\Phi} = 0. \quad (1.45)$$

La dérivée par rapport au temps usuelle est remplacée ici par la dérivée covariante, faisant ainsi intervenir le terme en $\frac{\dot{a}}{a}\dot{\Phi}$. Le tenseur énergie-impulsion d'un tel champ étant diagonal, sa densité ρ_Φ et sa pression p_Φ s'expriment comme :

$$\rho_\Phi = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \quad (1.46)$$

$$p_\Phi = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi). \quad (1.47)$$

Son équation d'état w_Φ s'écrit donc :

$$w_\Phi = \frac{\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi)}{\frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi)}. \quad (1.48)$$

Elle dépend ainsi du temps et prend des valeurs comprises entre -1 et +1. Si le champ scalaire varie lentement avec le temps, c'est-à-dire que $\dot{\Phi}^2 \ll V$, alors on retrouve l'approximation d'une constante cosmologique : $p_\Phi \simeq -\rho_\Phi$.

Une telle densité d'énergie dynamique est une bonne alternative à une constante cosmologique. Elle peut évoluer lentement vers zéro, autorisant ainsi une énergie du vide nulle. D'autre part, son évolution peut être contrainte par les observations cosmologiques, comme nous allons le voir.

1.4 Détermination des paramètres cosmologiques

Il existe différentes méthodes pour déterminer les paramètres cosmologiques. Nous n'en présenterons que quelques-unes, et plus particulièrement celle utilisant des objets qualifiés de *chandelles standard*. Nous introduirons, pour cela, les différents types de distances en cosmologie. On pourra aussi se référer à Carroll et al. (1992) pour cette partie.

1.4.1 Mesure de distances

- **Distance propre**

Dans un univers Euclidien, la distance propre d_M est définie de la manière suivante :

$$d_M \equiv \frac{u}{\dot{\theta}}, \quad (1.49)$$

où u est la vitesse propre transverse et $\dot{\theta}$ est le mouvement angulaire apparent. En se plaçant d'un point de vue cosmologique et en utilisant la métrique de Robertson-Walker, la distance propre s'écrit :

$$d_M = R_0 r_1, \quad (1.50)$$

où R_0 est le facteur d'expansion à notre époque et r_1 la coordonnée radiale de l'objet considéré.

Il sera utile pour la suite d'exprimer cette distance en fonction du décalage vers le rouge z . Pour cela, on rappelle que la coordonnée radiale s'écrit $r_1 = \mathcal{S}_k(\chi)$ (cf. équation 1.5), à condition de considérer que nous nous trouvons à $r = 0$. Or la coordonnée comobile χ peut s'écrire en fonction des paramètres cosmologiques et de z .

En faisant l'hypothèse d'un univers dominé par la matière et la constante cosmologique, l'équation 1.34 s'écrit :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_{M_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1 - a^{-2}) + a^{-2}. \quad (1.51)$$

Or la coordonnée comobile entre deux points s'exprime par :

$$\chi = \int_{t_0}^t \frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{R_0} \int_1^a \frac{da}{\dot{a}}. \quad (1.52)$$

Et donc en faisant intervenir les paramètres cosmologiques, à l'aide de 1.51 :

$$\chi(z) = |\Omega_{k_0}|^{1/2} \int_0^z [(1+z')^2(1 + \Omega_{M_0}z') - z'(2+z')\Omega_{\Lambda_0}]^{-1/2} dz'. \quad (1.53)$$

Enfin, en utilisant le fait que : $R_0 = 1/(H_0|\Omega_k|^{1/2})$, la distance propre s'exprime par :

$$d_M = \frac{1}{H_0|\Omega_{k_0}|^{1/2}} \mathcal{S}_k \left(|\Omega_{k_0}|^{1/2} \int_0^z [(1+z')^2(1 + \Omega_{M_0}z') - z'(2+z')\Omega_{\Lambda_0}]^{-1/2} dz' \right). \quad (1.54)$$

• **Distance angulaire**

Considérons un objet de taille D , supposée connue et de taille angulaire apparente θ vue sur le ciel. On définit la distance angulaire d_A comme le rapport :

$$d_A = \frac{D}{\theta}. \quad (1.55)$$

Si l'objet est situé à une distance r_1 à un temps $t_1 < t_0$, on a (Lightman et al. 1975, Section 19.9) :

$$d_A = R_1 r_1 = \frac{R_0 r_1}{1+z}, \quad (1.56)$$

avec $R_1 = \frac{R_0}{1+z}$ le facteur d'expansion au temps t_1 .

• **Distance de luminosité**

Enfin la distance de luminosité d_L est définie comme :

$$d_L^2 \equiv \frac{\mathcal{L}}{4\pi f}, \quad (1.57)$$

où f est le flux d'un objet de luminosité intrinsèque \mathcal{L} . Ce flux, pour un objet émettant un rayonnement isotrope, est inversement proportionnel à la surface S d'une sphère centrée sur l'objet en question. Dans le cas d'un univers en expansion, on a $S = 4\pi \mathcal{S}_k^2(\chi) R_0^2$. Or le flux est une énergie reçue par unité de temps et de surface, il faut donc aussi prendre en compte l'effet de la dilatation des temps due à l'expansion. Ainsi des photons émis dans un intervalle de temps dt arriveront sur Terre dans un intervalle $(1+z)dt$. De la même manière, l'énergie étant inversement proportionnelle à la fréquence, un facteur $(1+z)$ supplémentaire intervient. Par conséquent, le flux s'écrit :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi R_0^2 \mathcal{S}_k^2(\chi)} \frac{1}{(1+z)^2}. \quad (1.58)$$

En identifiant avec 1.57, il vient :

$$d_L(z) = R_0 \mathcal{S}_k(\chi)(1+z) = R_0 r_1(1+z). \quad (1.59)$$

Pour des décalages vers le rouge petits ($z \ll 1$), la distance de luminosité se simplifie :

$$d_L(z) = \frac{c}{H_0} \left(z + \frac{1-q_0}{2} z^2 + \mathcal{O}(z^3) \right), \quad (1.60)$$

où q_0 est le paramètre de décélération défini précédemment et qui s'exprime en fonction des paramètres cosmologiques de la manière suivante : $q_0 = \frac{1}{2}\Omega_{M_0} - \Omega_{\Lambda_0}$.

D'après les équations 1.50, 1.56 et 1.59, on voit qu'il existe une relation entre ces trois types de distance :

$$d_L = (1+z)d_M = (1+z)^2 d_A. \quad (1.61)$$

D'après l'équation 1.54, les distances sont donc des fonctions des paramètres cosmologiques ainsi que du décalage vers le rouge. Par conséquent, mesurer des distances en fonction du décalage vers le rouge permet de contraindre nos paramètres.

Cela est illustré sur la figure 1.6 qui représente l'évolution de la distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge. On voit que les mesures à grands décalages vers le rouge permettent de fixer des contraintes sur le couple $(\Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})$, pour discriminer entre les différents modèles.

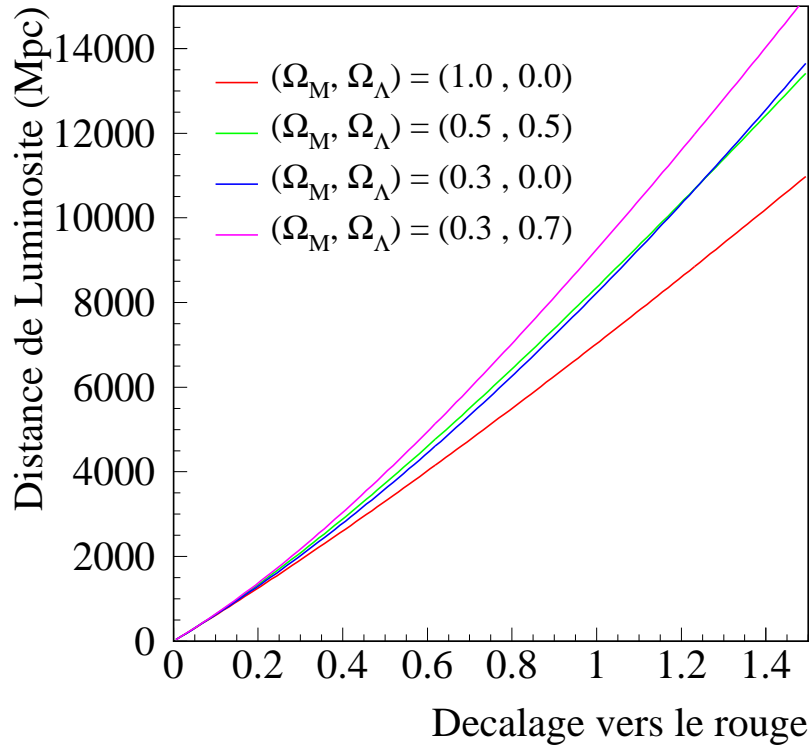


FIG. 1.6 – Distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge pour différents modèles d'univers. On voit qu'il faut aller à de grands décalages vers le rouge ($z > 0.5$) pour lever la dégénérescence entre les différents modèles.

Distance de luminosité et énergie noire. Nous avons considéré ici le cas d'une constante cosmologique d'équation d'état $w_\Lambda = cste$. Si l'on regarde maintenant le cas plus général d'une équation d'état variant avec le temps, du type $w_X(z) = p_X/\rho_X$, alors l'évolution de la densité de l'énergie noire est donnée par la conservation de l'énergie (cf. équation 1.9) :

$$\dot{\rho}_X = -3(1 + w_X)\rho_X \frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.62)$$

En se rappelant que $a = 1/(1 + z)$, cette équation s'intègre comme :

$$\rho_X(z) = \rho_{X0} \exp \left(3 \int_0^z \frac{1 + w_X(z')}{1 + z'} dz' \right). \quad (1.63)$$

L'énergie noire affecte donc le taux d'expansion de l'univers de la manière suivante (ici sous l'hypothèse d'un univers plat) :

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_M(1 + z)^3 + \Omega_X \exp \left(3 \int_0^z \frac{1 + w_X(z')}{1 + z'} dz' \right) \right]. \quad (1.64)$$

Ceci a des conséquences sur les valeurs des observables cosmologiques telles que l'âge de l'univers, la distance comobile ou encore l'élément de volume comobile qui seront augmentées de part la présence d'énergie noire (Huterer & Turner 2001).

L'équation 1.64 nous permet d'écrire la distance de luminosité de la manière suivante :

$$d_L = (1+z) \frac{1}{H_0 |\Omega_{k_0}|^{1/2}} \mathcal{S}_k \left(|\Omega_{k_0}|^{1/2} \int_0^z \left[\Omega_{M_0} (1+z_1)^3 + \Omega_{X_0} e^{\left(3 \int_0^{z_1} \frac{1+w_X(z_2)}{1+z_2} dz_2 \right)} \right]^{-1/2} dz_1 \right). \quad (1.65)$$

De la même manière qu'il est possible de contraindre les paramètres cosmologiques en mesurant la relation $d_L(z)$, il est donc possible de contraindre l'évolution de w_X .

Différents tests observationnels permettent ainsi de contraindre les paramètres cosmologiques. Nous ne présenterons ici que les deux principaux tests qui consistent à observer des chandelles standard et le fond diffus cosmologique, et qui permettent également de sonder l'énergie noire.

1.4.2 Relation magnitude-décalage spectral : le diagramme de Hubble

Nous allons introduire ici un système défini en échelle logarithmique et couramment utilisé en astronomie : le système des magnitudes.

La *magnitude apparente* m d'un objet est définie comme le rapport entre le flux f de l'objet mesuré dans un filtre d'observation donné, et un flux de référence f_0 mesuré dans le même filtre :

$$m = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_0}. \quad (1.66)$$

D'un point de vue expérimental, on observe des objets qualifiés de *chandelles standard* pour lesquels la luminosité intrinsèque est supposée connue et reproductible. Ainsi une mesure du flux de ces objets conduit directement à une mesure de la distance de luminosité $d_L(z)$ (voir équation 1.57). On reporte ensuite la relation 1.66, donnant la magnitude en fonction de z , sur un diagramme appelé *diagramme de Hubble* dont un exemple est donné sur la figure 1.7.

La levée de dégénérescence entre les différents modèles d'univers s'effectue pour des décalages vers le rouge importants. En pratique, les mesures de distances sont obtenues en comparant des lots de chandelles standard lointaines à des lots de proches ; la luminosité intrinsèque étant supposée identique pour les deux cas.

La constante de Hubble peut être déterminée avec les objets proches, car l'influence des paramètres cosmologiques Ω_{M_0} et Ω_{Λ_0} est négligeable pour les faibles décalages vers le rouge. On exprimera donc la distance de luminosité de la manière suivante :

$$d_L(z, H_0, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0}) = \frac{c}{H_0} \mathcal{D}(z, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0}). \quad (1.67)$$

Ainsi, pour obtenir des contraintes sur les paramètres $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$, il est nécessaire de disposer d'objets considérés comme des chandelles standard, et visibles à de grandes distances. Les supernovæ de type Ia sont les meilleurs candidats pour répondre à ces conditions, comme nous le verrons dans la suite (cf. chapitre 3). Leur étude par deux groupes, le *High-Z Supernova Team* (Riess et al. 1998) et le *Supernova Cosmology Project* (Perlmutter et al. 1999), a mis en évidence un univers en expansion accélérée, caractéristique d'une constante cosmologique non nulle.

1.4.3 Le fond de rayonnement cosmologique

La majorité du rayonnement observé aujourd'hui est celui d'un rayonnement isotrope de corps noir de température 2.7 Kelvins. C'est le *rayonnement du fond diffus cosmologique*, ou CMBR (*Cosmic Microwave Background Radiation*). Il s'agit du rayonnement des photons issus de la période de découplage

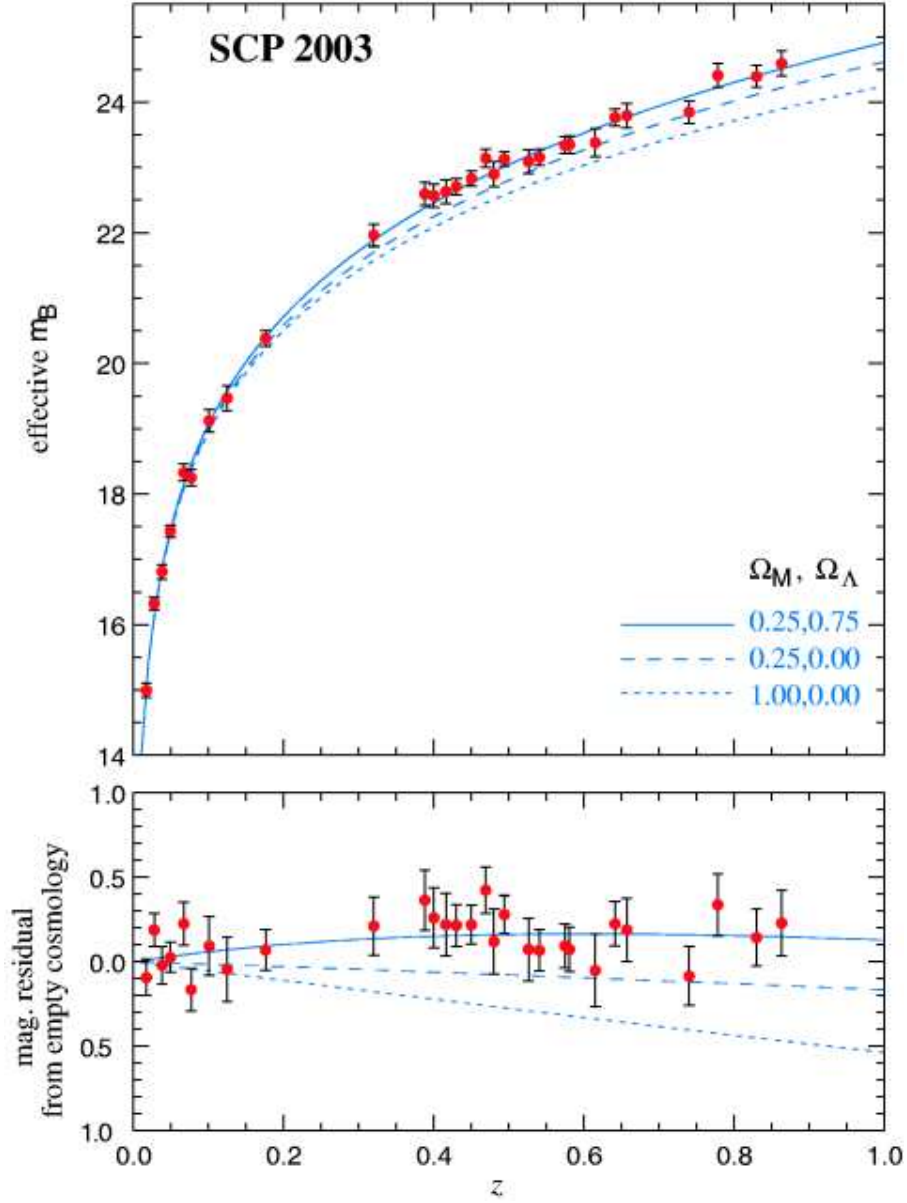


FIG. 1.7 – Diagramme de Hubble représentant l'évolution de la magnitude apparente en fonction du décalage vers le rouge, z , pour des objets qualifiés de chandelles standard (supernovæ de type Ia). La dégénérescence entre les différents modèles d'univers peut être levée pour des décalages vers le rouge suffisamment grands (au-delà de $z = 0.5$). Les résidus par rapport aux modèles sont représentés sur la partie du bas. D'après Knop et al. (2003).

entre la matière et le rayonnement, qui a eu lieu environ 300 000 ans après le Big Bang, rendant ainsi l'univers transparent.

Cependant ce rayonnement n'est pas parfaitement isotrope, des déviations de l'ordre de $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$ ont été observées, grâce aux cartes du ciel fournies par les satellites COBE et WMAP. Ces fluctuations de température sont liées aux fluctuations de densité au moment de la recombinaison ($z \sim 1100$). Un photon provenant d'une région sur-dense perdra une partie de son énergie pour lutter contre la gravité et nous parviendra plus froid. Inversement, un photon émis par une région peu dense nous parviendra plus

chaud.

Les fluctuations de densité résultent de la superposition d'ondes sonores se propageant dans le fluide de l'univers primordial. La plus grande échelle atteinte par ces ondes correspond à la taille de l'horizon à l'époque de la recombinaison.

Or la taille angulaire observée d'un objet dépend de la géométrie de l'univers. En effet, à distance fixée, le chemin parcouru par les photons diverge (converge) dans un univers de courbure négative (positive) conduisant à une taille angulaire apparente plus grande (petite) que pour un univers de courbure nulle (voir le schéma 1.8).

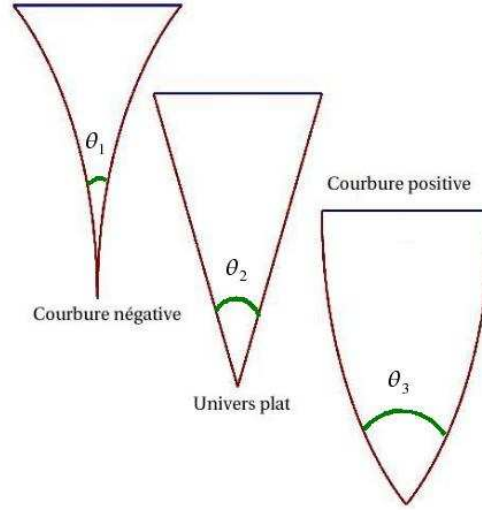


FIG. 1.8 – La taille angulaire apparente varie en fonction de la géométrie de l'univers. Un univers de courbure négative, dans lequel le chemin des photons diverge, conduit à une taille angulaire apparente plus grande que dans un univers plat, inversement pour le cas d'un univers de courbure positive.

La mesure des fluctuations de température conduit donc à une mesure de la géométrie de l'univers. Ces fluctuations sont caractérisées en fonction de leur échelle angulaire sur le ciel. Leur signal est décomposé sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (1.68)$$

Le spectre de puissance est alors défini comme :

$$C_l = \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (1.69)$$

Les plus grands moments multipolaires l correspondent aux séparations angulaires θ les plus faibles sur le ciel. On a en effet : $\theta \sim \pi/l$. On représente généralement le spectre de puissance comme la quantité $l(l+1)C_l$ en fonction de l . La figure 1.9 montre le spectre de puissance obtenu par le satellite WMAP (Spergel et al. (2003)), ainsi que le modèle théorique s'ajustant le mieux aux données : le modèle Λ CDM. Dans ce modèle, la constante cosmologique est non nulle et l'essentiel de la matière est constituée de matière noire froide (*Cold Dark Matter*). La matière ordinaire, constituée principalement de baryons, y est largement minoritaire.

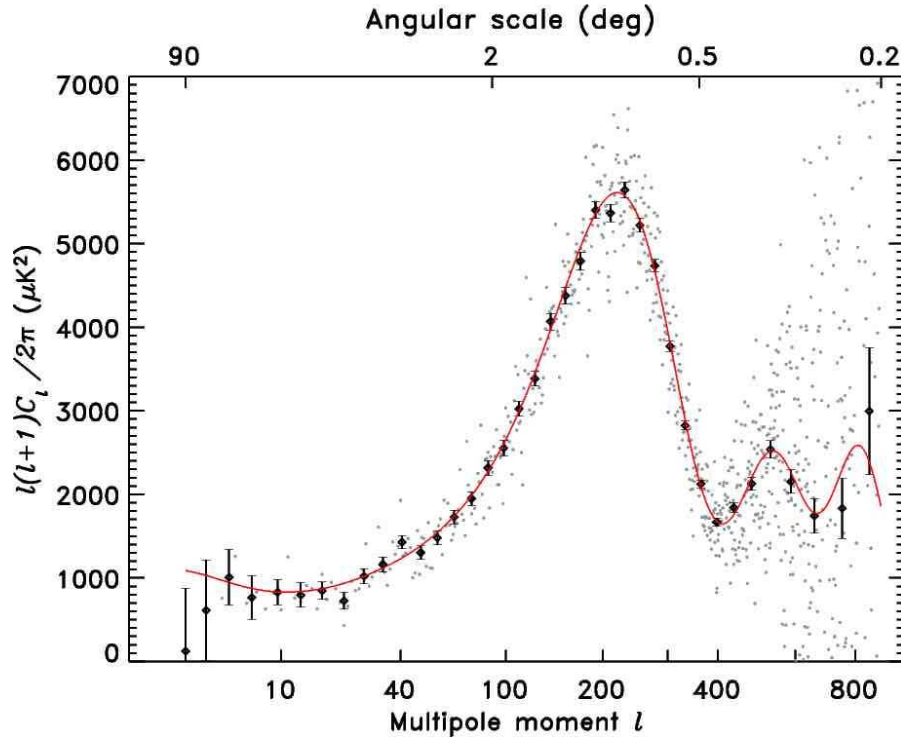


FIG. 1.9 – Spectre de puissance du fond diffus cosmologique obtenu avec le satellite WMAP. La position du premier pic fournit une indication sur la géométrie de l'univers. D'après Spergel et al. (2003).

Le premier pic correspond aux plus grandes amplitudes de température, autrement dit à l'horizon des ondes acoustiques à l'époque de la recombinaison. La position de ce premier pic fournit donc une mesure de la taille angulaire de ces fluctuations et donc de la géométrie de l'univers. On dispose autrement dit d'une mesure de $\Omega_{tot} = \Omega_{\Lambda} + \Omega_M$.

Dans le cas d'un univers plat ($k = 0$, $\Omega_{tot} = 1$), on s'attend à trouver le premier pic à $l \sim 220$ ce qui est en excellent accord avec les observations, comme on le voit sur la figure 1.9.

Les derniers résultats de WMAP (Spergel et al. 2003) indiquent donc que notre Univers est spatialement plat, avec comme valeur pour la densité totale Ω_{tot} :

$$\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02. \quad (1.70)$$

Le comportement des pics secondaires, et notamment leurs amplitudes relatives, dépend des autres paramètres cosmologiques comme la densité de matière, Ω_M , et la densité de baryons, Ω_b (Hu et al. 1997). Les valeurs les plus récentes (Spergel et al. 2003) sont :

$$\Omega_M h^2 = 0.14 \pm 0.02 \quad (1.71)$$

$$\Omega_b h^2 = 0.024 \pm 0.001 \quad (1.72)$$

avec $h = 0.72 \pm 0.05$ (Freedman et al. 2001). La densité de baryons obtenue est d'ailleurs en bon accord avec la prédiction de la théorie de la nucléosynthèse primordiale, qui permet de calculer les abondances relatives des éléments légers (Tytler et al. 2000).

Des mesures extrêmement précises des anisotropies du CMB, de l'ordre du pourcent, sont attendues avec le satellite Planck dont le lancement est prévu pour 2007. Il permettra d'aller jusqu'à des $l \sim 2000$ dans le spectre de puissance.

Pour de plus amples détails sur la physique des anisotropies du fond diffus cosmologique, on pourra consulter Hu et al. (1997) et Hu & Dodelson (2002).

1.4.4 Tests pour sonder l'énergie noire

Les supernovæ de type Ia constituent actuellement la meilleure sonde pour l'énergie noire. Les observations s'effectuent sur une gamme de décalages vers le rouge s'avérant être la mieux adaptée (de $z \sim 0.2$ à $z \sim 1.7$). En effet, la densité d'énergie noire y est non négligeable, voire dominante pour les faibles décalages spectraux, comme on peut le voir sur la figure 1.10. Au-delà de $z = 1.7$ la densité de matière devient largement dominante, et détermine l'expansion.

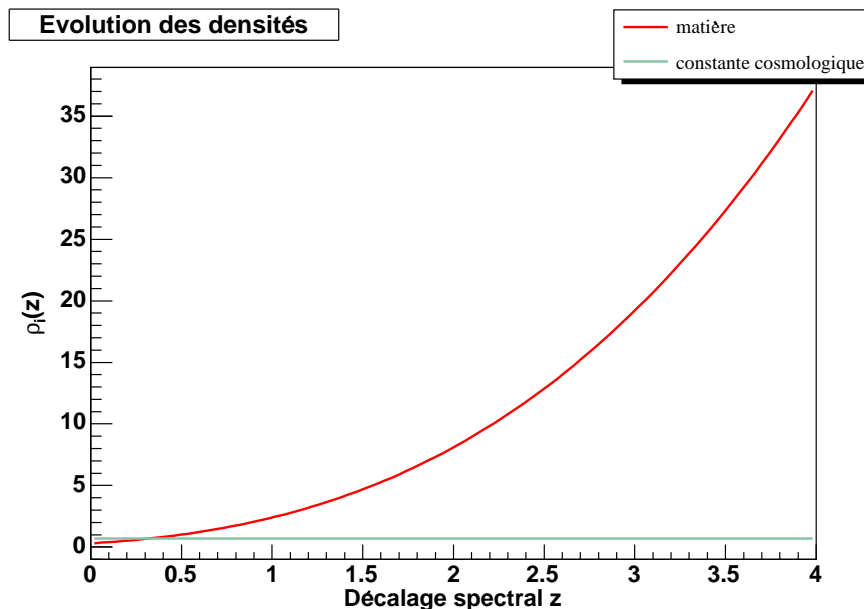


FIG. 1.10 – Évolution des densités de matière et d'énergie noire (sous forme ici de constante cosmologique) en fonction du décalage spectral vers le rouge z .

Un programme spatial dédié aux supernovæ, baptisé SNAP⁴, permettra dans le futur de déterminer l'équation d'état de l'énergie noire w avec une précision de $\sigma_w = 0.05$ ⁵ grâce à l'observation d'environ 2000 SNe Ia distribuées à des décalages vers le rouge compris entre $0.2 \leq z \leq 1.7$. Avec une telle mesure de précision, il sera possible de discriminer entre les modèles de vraie constante cosmologique, telle que l'a introduite Einstein, et des modèles plus exotiques (comme par exemple la quintessence). La figure 1.11 présente les contours de confiance attendus dans le plan (Ω_M, w) avec le satellite SNAP. En outre, une mesure indépendante et précise de Ω_M donnera accès à la première dérivée w' de l'équation d'état.

Les observations des anisotropies du fond diffus cosmologique fournissent une mesure précise de distance à un décalage vers le rouge particulier : celui de l'époque de dernière diffusion, correspondant à $z \sim 1100$. Malgré la faible sensibilité à la présence d'énergie noire à un tel décalage vers le rouge, les mesures du CMB sont très importantes car complémentaires des mesures effectuées avec les SNe Ia (Frieman et al. 2003). Les contours de confiance sont en effet quasiment orthogonaux à ceux obtenus

⁴SuperNova/Acceleration Probe

⁵<http://snap.lbl.gov/>

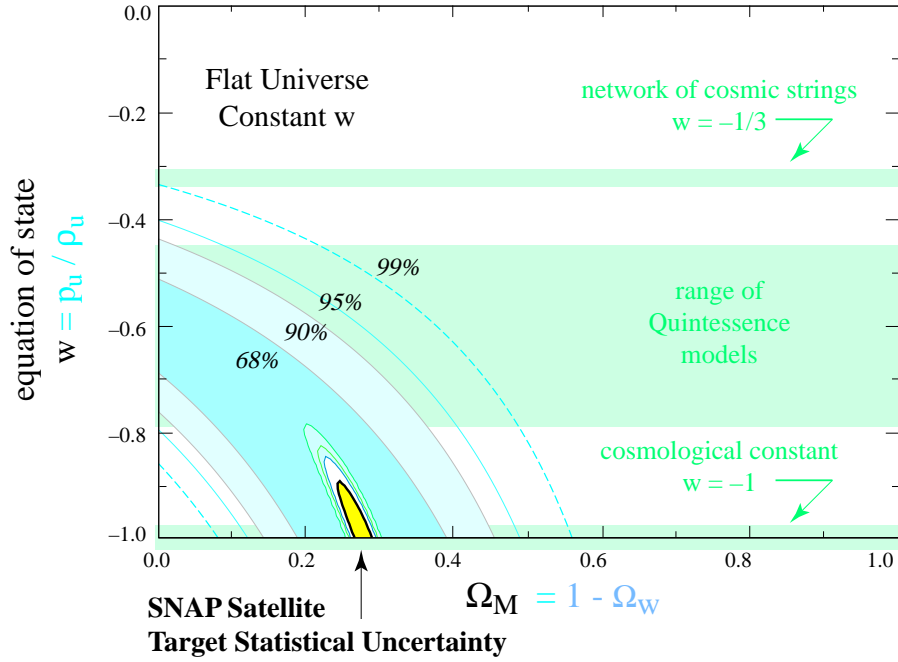


FIG. 1.11 – Contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) attendus avec SNAP. Dans cet exemple, on a supposé une équation d'état constante ainsi qu'un univers plat. Figure tirée de Aldering et al. (2002b).

avec les SNe Ia dans le plan (Ω_M, w) , ce qui est plus utile qu'une détermination précise de la mesure de Ω_M .

Les comptages de galaxies contribuent également à contraindre w , on pourra se référer à Huterer & Turner (2001) pour plus de détails.

Un autre test pouvant être mentionné est celui concernant l'effet de cisaillement gravitationnel, ou *weak lensing*. Cet effet se traduit par le fait que le trajet des photons lumineux parvenant jusqu'à nous se trouve perturbé par la présence d'objets massifs le long de la ligne de visée, introduisant des distorsions de la forme des objets observés (comme par exemple les galaxies). L'énergie noire modifie les observables du cisaillement gravitationnel en altérant la relation distance-décalage vers le rouge et le spectre de puissance de la matière (Huterer 2002).

La figure 1.12 présente les contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) obtenus avec différentes mesures : les SNe Ia, 2dF et WMAP. Ces mesures supposent un univers plat et une valeur de w constante.

Récemment, Eisenstein et al. (2005) ont étudié un lot de plus de 40000 galaxies issues du relevé du SDSS⁶, à des décalages vers le rouge compris entre 0.16 et 0.47. Ils ont pu mettre en évidence la présence d'un pic dans la fonction de corrélation, à $100h^{-1}\text{Mpc}$ (voir figure 1.13), qui se trouve être la signature des oscillations acoustiques, de l'époque de la recombinaison. La localisation et l'amplitude de ce pic sont en excellent accord avec les prédictions du modèle ΛCDM , qui permet d'interpréter également les données du CMB. Ceci confirme donc la présence d'une énergie noire, dont l'équation d'état peut être contrainte par la mesure de distance angulaire, de la même manière que pour le CMB, mais à un décalage spectral beaucoup plus faible (typiquement $z = 0.35$).

⁶Sloan Digital Sky Survey : <http://www.sdss.org/>

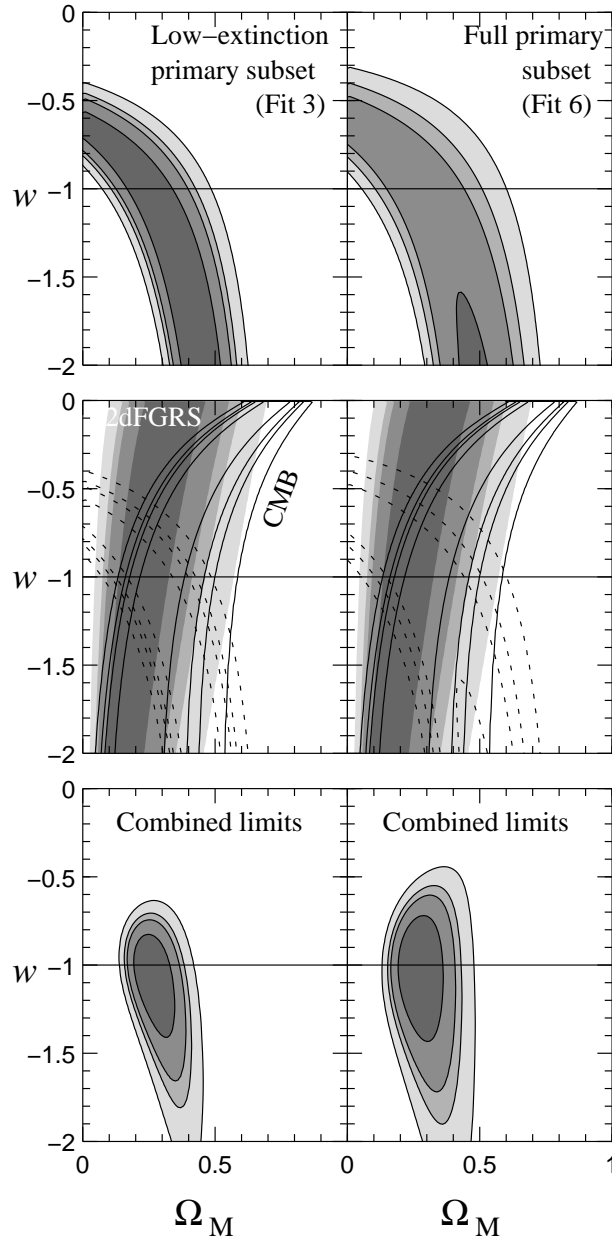


FIG. 1.12 – Contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) à 68 %, 90 %, 95 % et 99 %. Les hypothèses d'un univers plat et d'une valeur constante de w ont été faites. Les figures du haut présentent ces contours obtenus avec les SN Ia. Au milieu sont superposées les ellipses obtenues avec les grandes structures par 2dFGRS (Hawkins et al. 2003) et l'observation du fond diffus cosmologique avec WMAP (Bennett et al. 2003 ; Spergel et al. 2003). Enfin, les figures du bas présentent les limites combinées de ces trois mesures. Figure tirée de Knop et al. (2003).

1.5 Conclusion

La détermination des paramètres cosmologiques est un des principaux enjeux de la cosmologie observationnelle actuelle. De nombreux tests, en plus des deux principaux mentionnés (observations des SNe Ia et du CMB), permettent d'apporter des contraintes sur les valeurs de ces différents paramètres.

L'ensemble des tests donnent des résultats compatibles, comme on peut le voir sur la figure 1.14, où

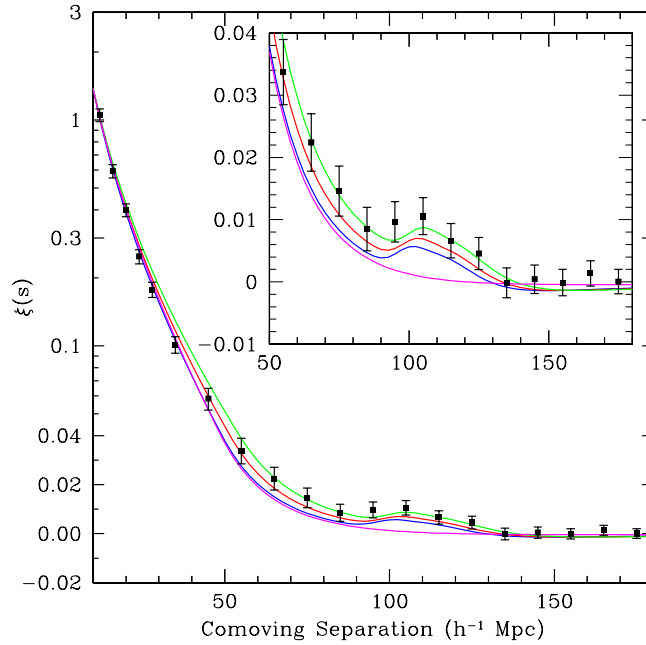


FIG. 1.13 – Fonction de corrélation pour un lot de galaxies issues du relevé du SDSS. Les modèles indiqués sont pour $\Omega_M h^2 = 0.12$ (en vert, courbe du haut), $\Omega_M h^2 = 0.13$ (en rouge) et $\Omega_M h^2 = 0.14$ (en bleu, courbe du bas présentant un pic). La ligne magenta représente un modèle purement CDM ($\Omega_M h^2 = 0.105$), qui ne s'ajuste pas aux données. Figure tirée de Eisenstein et al. (2005).

sont représentés les contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$. Ces derniers sont obtenus grâce aux mesures effectuées avec les SNe Ia, le fond diffus cosmologique et les amas de galaxies qui permettent de fixer des contraintes sur Ω_M .

De plus, toutes ces méthodes sont complémentaires. En effet, les mesures effectuées avec les SNe Ia sont sensibles à l'accélération (ou décélération) de l'expansion, à travers le facteur de décélération q_0 , contraignant ainsi la combinaison $\Omega_M - \Omega_\Lambda$. Une contrainte sur $\Omega_M + \Omega_\Lambda$ est quant à elle obtenue grâce aux mesures des anisotropies du CMB.

Les différents résultats s'accordent donc pour dire que notre Univers est plat ($\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$) et en expansion accélérée ($\Omega_\Lambda > 0$). Ce dernier fait, mis en évidence à l'aide des SNe Ia, souligne la présence d'une composante supplémentaire, nommée énergie noire, dont la nature reste encore à définir.

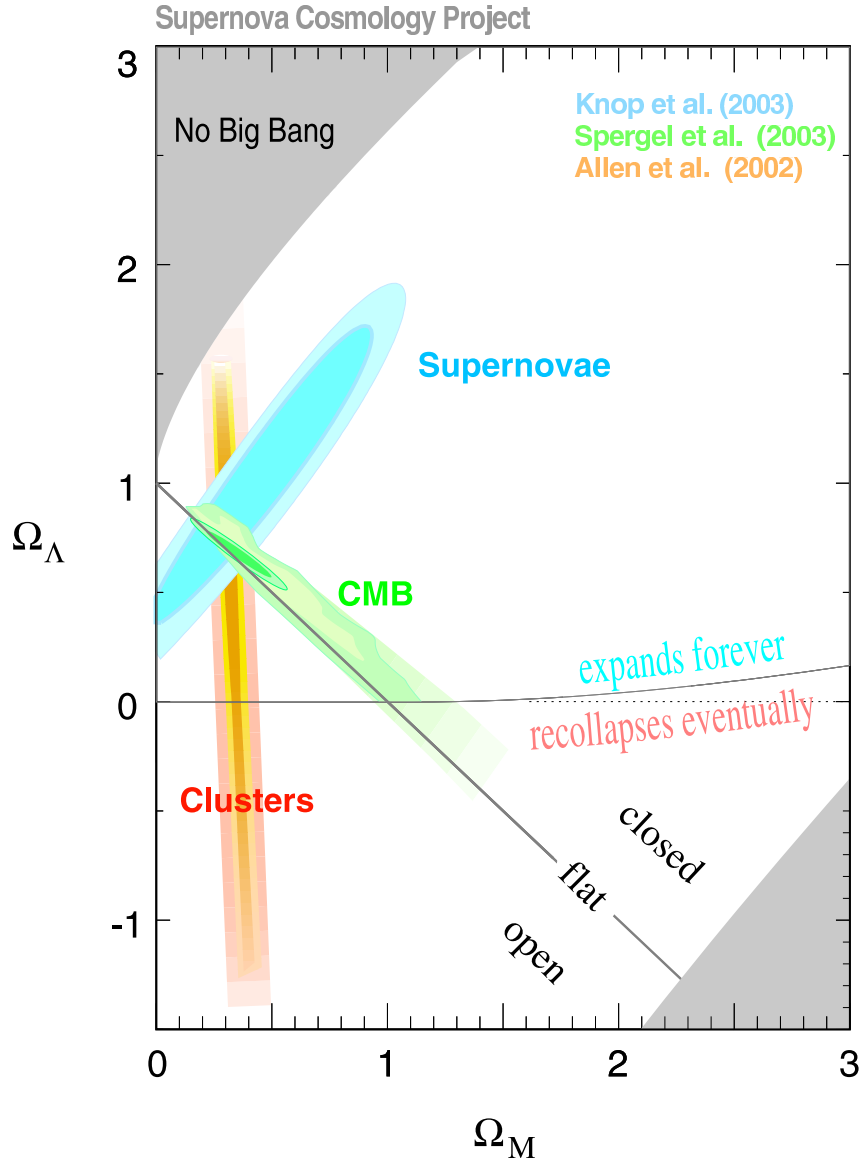


FIG. 1.14 – Contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ obtenus avec différents tests cosmologiques : les supernovæ de type Ia, le rayonnement du CMB et les amas de galaxies. Le modèle d'univers plat sans constante cosmologique $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ est fortement exclu par les trois modèles.

Chapitre 2

Les supernovæ

Introduction

Les supernovæ sont le résultat d’explosion d’étoiles massives. Ce sont des objets très brillants pouvant atteindre la luminosité de leur galaxie hôte, ce qui les rend visibles à l’œil nu lorsque le phénomène a lieu dans des régions proches de notre Galaxie. Il s’agit cependant d’un événement très rare ; seulement cinq supernovæ ont été observées à l’œil nu depuis mille ans dans notre Galaxie.

Nous présenterons dans cette partie les supernovæ historiques les plus marquantes, avant de décrire la classification qui a été établie à partir des observations spectroscopiques et photométriques. Enfin, nous présenterons les caractéristiques des deux grandes classes de supernovæ.

2.1 Les supernovæ : généralités

2.1.1 Un peu d’histoire ...

Bien qu’étant un phénomène très rare, les astronomes ont gardé des traces dans leurs archives de ces “étoiles nouvelles” (*novæ stellæ*), en raison de leur caractère exceptionnel qui laissait présager des événements importants.

La première supernova attestée comme telle fut relatée dans les archives chinoises, qui malgré des données photométriques imprécises, donnent sa date d’apparition précise, le 7 décembre 185 dans la constellation du Centaure, ainsi que sa durée de visibilité (20 mois). On y trouve également une description de sa courbe de lumière qui est passée par un maximum avant de décroître.

En l’an 1006, dans la constellation du Loup, les chinois, les japonais, les coréens, les arabes et les européens observèrent la supernova la plus brillante. Visible en plein jour, son éclat était supérieur à celui d’un quartier de Lune.

Bien qu’ayant une luminosité moindre, la supernova de 1054 est célèbre car elle est à l’origine de la fameuse Nébuleuse du Crabe, que l’on peut voir sur la photo 2.1. La découverte d’un pulsar en son centre a permis de confirmer l’hypothèse que des supernovæ peuvent engendrer des étoiles à neutrons.

SN 1572 et SN 1604 (la dernière supernova apparue dans notre Galaxie) furent observées par deux très grands astronomes : Tycho Brahe et Johannes Kepler respectivement. La précision de leurs observations a permis de reconstituer les courbes de lumière de ces objets.

Enfin nous pouvons mentionner la célèbre SN 1987A dans le Grand Nuage de Magellan. De part sa proximité, tous les domaines du spectre électromagnétique ont pu être étudiés. Mais elle fut surtout la première source de neutrinos observés, exceptés ceux émis par le Soleil. Pour plus de détails sur ces supernovæ historiques, on pourra consulter Montmerle & Prantzos (1988).

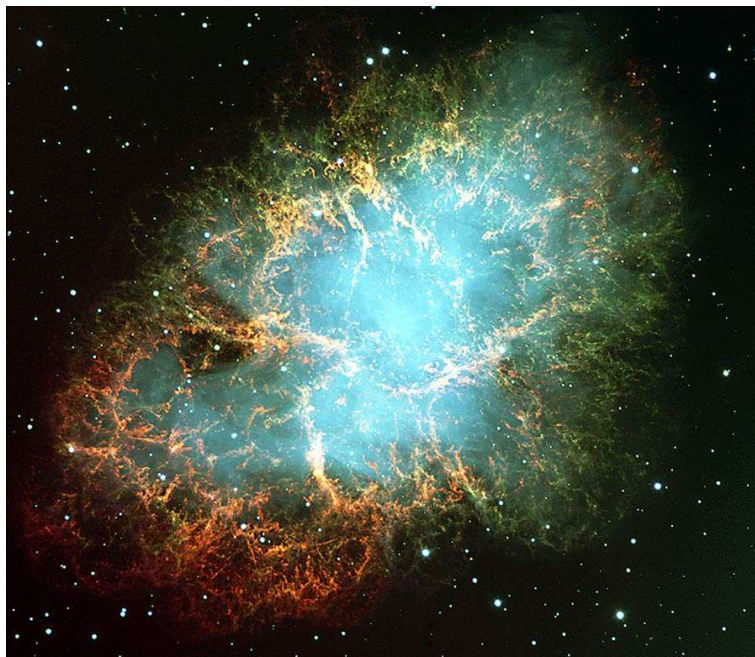


FIG. 2.1 – *Nébuleuse du Crabe, reste de la supernova de 1054.*

À partir des années 1930, l’astronome Fritz Zwicky débuta un vaste programme de recherche systématique des supernovæ. Cela conduisit à l’observation de plus de 300 supernovæ dans des galaxies extérieures, à des millions d’années lumière. Leur étude servit de fondement aux premiers travaux théoriques. En effet dès 1934, F. Zwicky et W. Baade expliquèrent les supernovæ comme étant un effondrement de matière vers un objet compact, une étoile à neutrons (Baade & Zwicky 1934), libérant ainsi une quantité d’énergie exceptionnelle. Comme nous le verrons par la suite, ce scénario explique l’origine des supernovæ de type II et Ib/c. Minkowski (1940) élaborâ une première classification suivant que le spectre de la supernova contienne (type II) ou non (type I) de l’hydrogène. Enfin Hoyle & Fowler (1960) décrivent les supernovæ comme l’explosion thermonucléaire d’une naine blanche dans un système binaire. Ce mécanisme est encore évoqué pour expliquer les SNe Ia.

2.1.2 Classification observationnelle

L’amélioration des techniques d’observation entraînant une augmentation du nombre d’objets étudiés, la classification sommaire élaborée par Minkowski en 1940, basée sur la présence (supernovæ de type II) ou l’absence (supernovæ de type I) d’hydrogène dans le spectre, a pu être affinée. Cette nouvelle classification repose essentiellement sur les caractéristiques spectrales de la supernova mais aussi sur la forme de sa courbe de lumière. On pourra consulter Turatto (2003).

Les caractéristiques spectrales évoluent rapidement tout au long du phénomène “supernova”. Dans les premiers temps suivant l’explosion, l’expansion de l’enveloppe est très rapide et le milieu est opaque au rayonnement. On est dans la *phase photosphérique*. Les raies apparaissent alors en absorption et présentent un profil de type P-Cygni (voir figure 2.2). Quelques semaines plus tard, le milieu devient transparent et les photons peuvent alors s’échapper. Les raies apparaissent maintenant en émission, c’est la *phase nébulaire*. Notons que la classification spectrale repose essentiellement sur les spectres pris pendant la phase photosphérique.

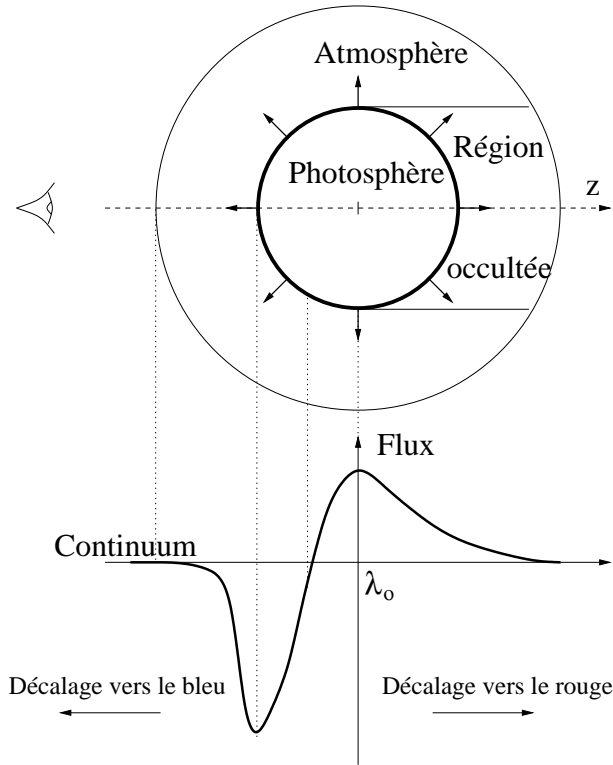


FIG. 2.2 – Représentation d'un profil P-Cygni de raie dû à une atmosphère en expansion rapide. Celle-ci absorbe les photons émis par le cœur puis les réémet de manière isotrope. La zone située entre le cœur de l'objet et l'observateur se rapproche de ce dernier. La raie d'absorption produite est ainsi décalée vers le bleu. Au contraire, loin de la ligne de visée, la matière apparaît en émission. On observe alors une raie centrée en λ_0 , pouvant être décalée vers le rouge suivant que la région occultée soit ou non négligeable.

• Classification spectrale

Les deux grandes classes de supernovæ sont les types I et les types II, comme évoqué ci-dessus. Chacune de ces classes peut être à son tour subdivisée, en fonction des caractéristiques des spectres dans les premiers instants suivant l'explosion. En effet, c'est au cours de cette période que la supernova est la plus brillante. On est dans la phase dite *photosphérique* durant laquelle l'expansion rapide de l'enveloppe rend le milieu opaque au rayonnement. Les raies apparaissent alors en absorption.

Parmi les supernovæ de type I, on distingue les SNe Ia qui constituent le sous-groupe le plus important ($\sim 80\%$ des SN I) et qui présentent une forte raie d'absorption vers $\lambda \sim 6150 \text{ \AA}$, caractéristique du SiII. Les SNe Ib, quant à elles ne contiennent pas de silicium mais possèdent des raies d'hélium. Enfin les SNe Ic ne présentent ni hélium ni silicium.

Dans les supernovæ de type II, on distingue les types IIn dont le spectre est dominé par les raies de l'hydrogène et les types IIb où les raies d'hélium sont dominantes.

Le schéma 2.3 résume les caractéristiques spectrales des différents types de supernovæ. Pour plus de détails, on pourra consulter Filippenko (1997).

• Classification photométrique : courbe de lumière

La courbe de lumière décrit l'évolution au cours du temps de la luminosité d'un objet. Dans le cas des supernovæ, cette luminosité augmente très rapidement dans les quelques jours suivant l'explosion, avant de décroître lentement dans les mois qui suivent. La forme de la courbe de lumière dépend de la bande spectrale dans laquelle la supernova a été observée. La figure 2.4 présente les formes caractéristiques de chaque type de supernova, dans la bande spectrale B .

Les SNe Ia constituent la classe la plus brillante parmi les supernovæ, environ 2.5 magnitudes de plus que les types Ib/c et II (soit un facteur 10 en flux). Leur maximum de luminosité est atteint assez rapidement, en une vingtaine de jours. Le profil de leur courbe de lumière présente une double décrois-

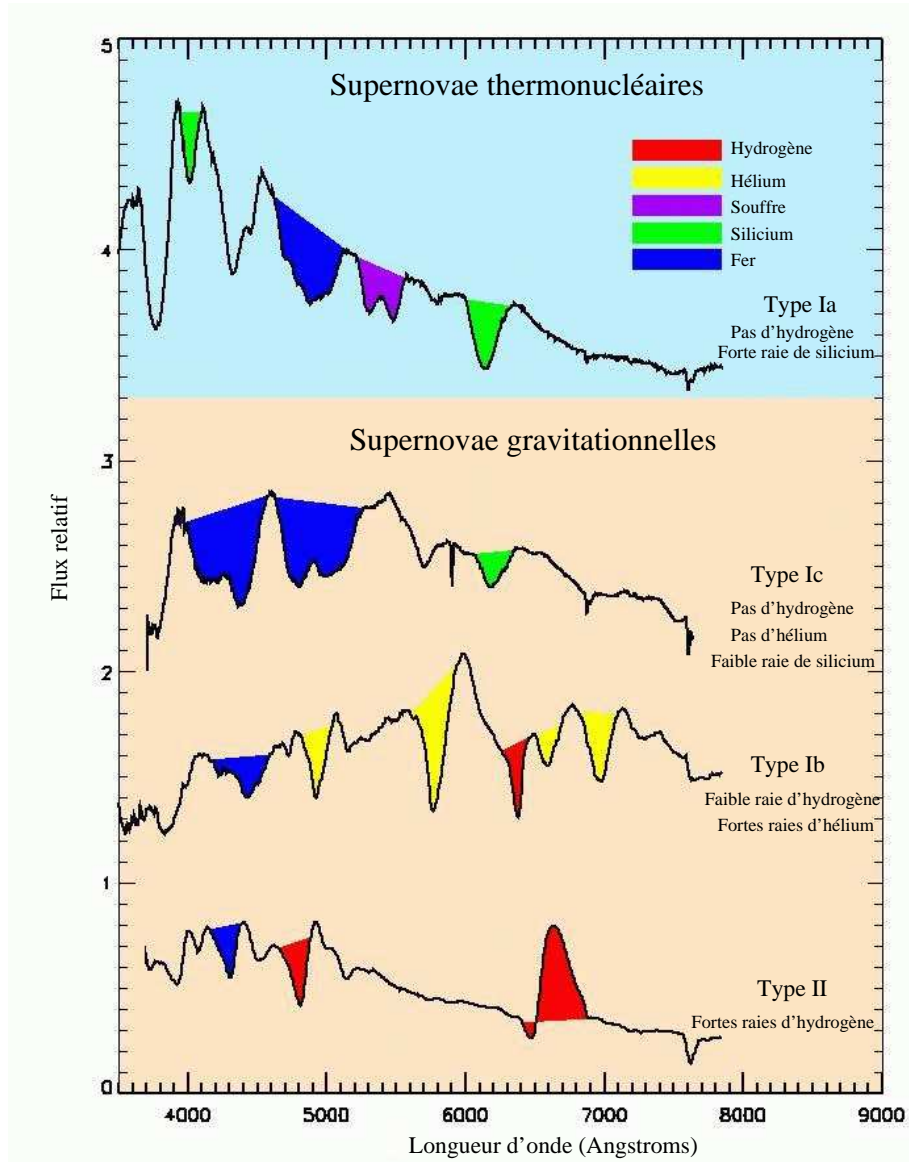


FIG. 2.3 – Spectres des différents types de supernovæ. Les caractéristiques spectrales permettant de les distinguer sont mises en évidence. Les spectres sont pris pendant la phase photosphérique.

sance. La première décroissance possède un taux moyen plus important ($\sim 0.1 \text{ mag} \cdot \text{jour}^{-1}$) que la seconde ($\sim 0.025 \text{ mag} \cdot \text{jour}^{-1}$) qui survient environ quarante jours après le maximum de luminosité.

Bien que moins lumineuses, les SN Ib/c présentent des courbes de lumière de formes similaires aux SNe Ia. Les différences viennent essentiellement du taux de première décroissance.

Les formes des courbes de lumière des types II permettent de distinguer deux nouveaux types. Les types IIP tout d’abord, qui présentent un “plateau” durant lequel la luminosité reste à peu près constante durant 2 à 3 mois, et ensuite les types IIL où la luminosité décroît linéairement après le maximum. Cependant ces deux sous-classes ne sont pas complètement distinctes, un certain nombre de cas intermédiaires existent, comme par exemple SN1992H (Clocchiatti et al. 1996).

D’une manière générale, les supernovæ de type I décroissent plus rapidement que les types II, mais étant plus lumineuses au départ, elles restent observables plus longtemps.

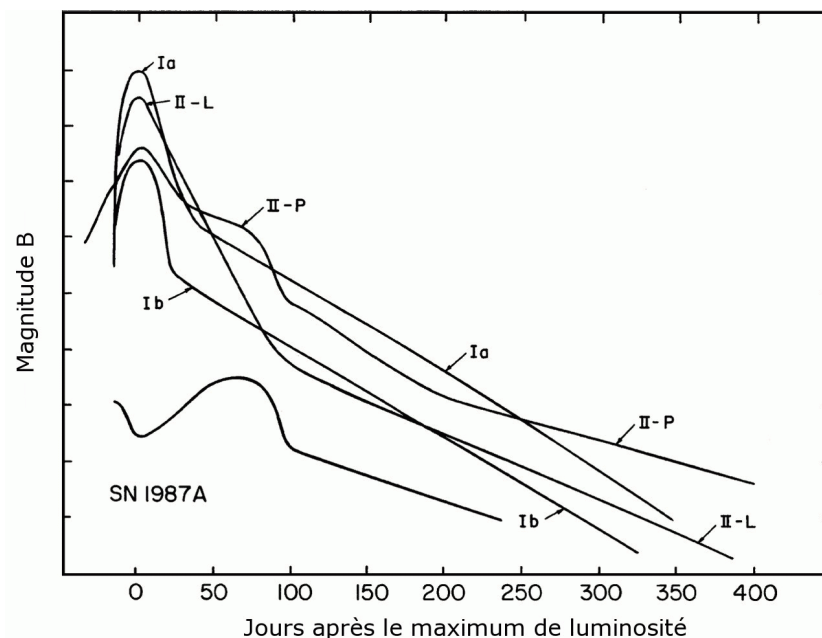


FIG. 2.4 – Courbes de lumière des différents types de supernovæ dans la bande B ($\lambda_B \sim 430$ nm). La courbe indiquée Ib est une moyenne des courbes de lumière d'une SN Ib et d'une SN Ic. La courbe de lumière de SN 1987A est également représentée. Classée comme une SN IIP, elle montre la grande diversité de ce type d'objet. Extrait de Wheeler & Harkness (1990).

Le schéma 2.5 résume la classification des supernovæ basée à la fois sur les caractéristiques des spectres proches du maximum (phase photosphérique) et sur la forme des courbes de lumière.

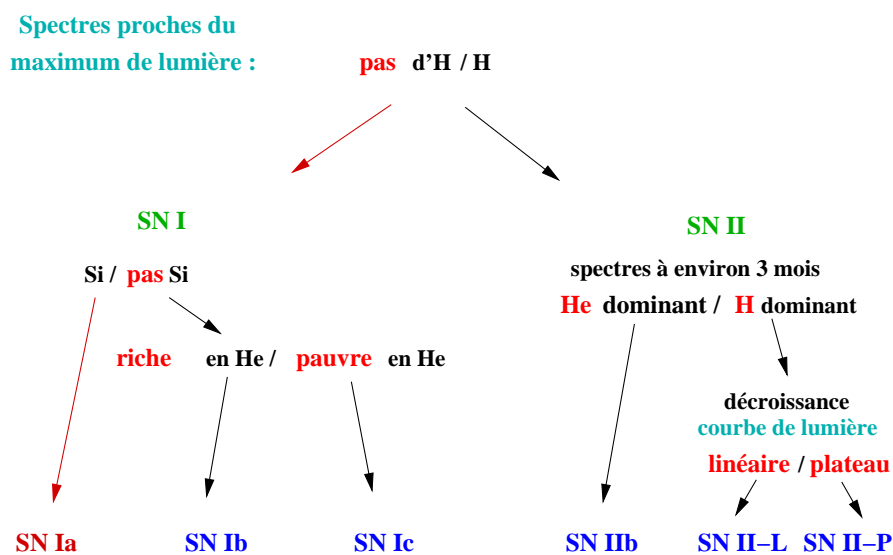


FIG. 2.5 – Classification spectrale des supernovæ, basée sur les spectres proches du maximum de luminosité et sur la forme de la courbe de lumière. Inspiré de Cappellaro et al. (1999).

2.1.3 Fréquence d'explosion

La fréquence d'explosion des supernovæ en fonction de la galaxie hôte permet d'avoir des informations sur la nature des progéniteurs ainsi que sur leurs mécanismes d'explosion. Cependant, la mesure de cette fréquence nécessite un grand échantillon de supernovæ présentes dans des galaxies de types différents.

Le tableau 2.1 présente les taux d'explosion obtenus par Cappellaro et al. (1999) sur un lot de supernovæ proches, pour différents types de galaxies hôtes. On exprime le taux en unités de SuperNovæ, SNu, défini comme le nombre de supernova par siècle et par $10^{10} L_{B\odot}$ (qui est la luminosité moyenne d'une galaxie, dans la bande spectrale B).

Type de la galaxie	Type de la SN			
	Ia	Ib/c	II	Tous les types
E-S0	$0.32 \pm 0.11 h^2$	$< 0.02 h^2$	$< 0.04 h^2$	$0.32 \pm 0.11 h^2$
S0a-Sb	$0.32 \pm 0.12 h^2$	$0.20 \pm 0.11 h^2$	$0.75 \pm 0.34 h^2$	$1.28 \pm 0.37 h^2$
Sbc-Sd	$0.37 \pm 0.14 h^2$	$0.25 \pm 0.12 h^2$	$1.53 \pm 0.62 h^2$	$2.15 \pm 0.66 h^2$
Tous les types	$0.36 \pm 0.11 h^2$	$0.14 \pm 0.07 h^2$	$0.71 \pm 0.34 h^2$	$1.21 \pm 0.36 h^2$

TAB. 2.1 – Taux de supernovæ proches en unités $SNu = SN \cdot 10^{-10} L_{\odot}^B \cdot \text{siècle}^{-1}$ et avec $h = \frac{H_0}{100}$. D'après Cappellaro et al. (1999).

On remarque que les supernovæ de type Ib/Ic et II n'apparaissent jamais dans les galaxies elliptiques (type E-S0), qui sont des galaxies peuplées d'étoiles vieilles. Elles sont en général associées aux bras des galaxies spirales, lieu où se trouvent en particulier les étoiles massives à courte durée de vie. En revanche, les SNe Ia sont présentes dans tous les types de galaxies, notamment dans les régions d'étoiles de faibles masses.

Notons également que le taux d'explosion des types II est supérieur à celui des types Ia, bien qu'on observe plus de SNe Ia. Cela provient du fait que ces dernières sont beaucoup plus lumineuses.

Il apparaît donc au vu de ces remarques, que les progéniteurs des supernovæ de type Ib/c et II seraient plutôt des étoiles massives alors que ceux des types Ia seraient des étoiles de faible masse. Leur mécanisme d'explosion serait par conséquent différent. C'est ce que nous allons présenter dans la suite après avoir fait un bref rappel d'évolution stellaire.

2.2 Évolution stellaire

Les nuages moléculaires, composés en grande partie d'hydrogène, sont le lieu de naissance des étoiles. Suite à un événement extérieur, comme par exemple l'explosion d'une étoile proche, certaines régions du nuage vont se condenser et voir ainsi leur densité augmenter tout comme leur température. De telles régions sont appelées *protoétoiles*. L'effondrement gravitationnel se poursuit, contribuant à l'augmentation de la température. Lorsque celle-ci est suffisante les réactions nucléaires s'amorcent, l'hydrogène fusionne alors en hélium. À ce stade la pression interne est telle qu'elle compense la force de gravitation, l'étoile est en équilibre hydrodynamique. La contraction est stoppée et l'étoile débute sa vie sur la séquence principale du diagramme d'*Hertzsprung-Russel*.

Ce diagramme, que l'on nomme généralement diagramme HR, permet de représenter l'évolution des étoiles. La luminosité absolue d'un objet est reportée en fonction de sa température de surface. Un exemple de diagramme HR est donné par la figure 2.6. L'étoile passe la majorité de sa vie sur la séquence

principale où elle brûle son hydrogène en hélium. Cela peut aller de quelques millions d'années pour les étoiles les plus massives à plusieurs milliards d'années pour les moins massives.

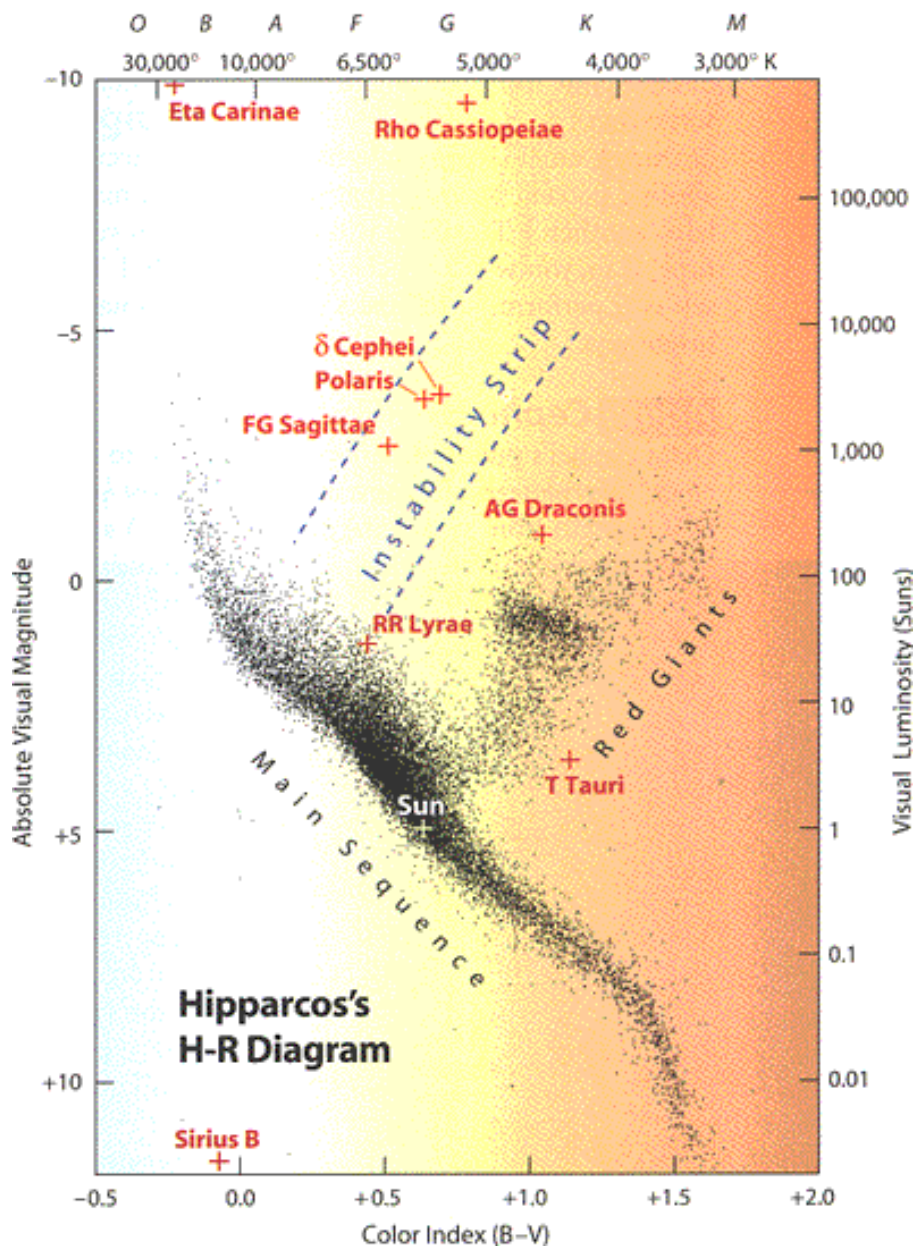


FIG. 2.6 – Diagramme de Hertzsprung-Russel représentant la luminosité (magnitude absolue) en fonction de la température de surface des étoiles. Ici température et couleur sont équivalentes car les étoiles se comportent quasiment comme des corps noirs. La majorité des étoiles se répartit le long de la séquence principale où elles passent la plus grande partie de leur vie en brûlant leur hydrogène en hélium. Leur évolution ultérieure dépend fortement de leur masse initiale. Pour de plus amples détails, on pourra se référer à Prantzos & Montmerle (1998).

L'évolution au-delà de la séquence principale dépend de la masse initiale de l'étoile. Nous allons voir dans la suite que les étoiles les plus massives sont à l'origine des supernovæ dites *gravitationnelles* tandis que les moins massives engendrent des supernovæ dites *thermonucléaires*.

2.3 Les supernovæ gravitationnelles

Les supernovæ gravitationnelles rassemblent les supernovæ classées comme type Ib/c et II. Leurs progéniteurs sont des étoiles massives, de masse supérieure à $\sim 8 M_{\odot}$.

Nous allons présenter ici l'évolution de ces étoiles et le mécanisme d'explosion qui engendre ce type de supernova.

2.3.1 Évolution et mécanisme d'explosion

Les étoiles massives sont des étoiles chaudes ($\sim 10^4 - 10^6$ K) et très lumineuses ($\sim 10^4$ à $10^6 L_{\odot}$), caractérisées par un fort vent stellaire. L'hydrogène du cœur se consomme assez rapidement, en quelques centaines de millions d'années, temps au cours duquel l'étoile évolue le long de la séquence principale. Lorsque l'hydrogène est épuisé, le cœur ne produit plus assez d'énergie pour lutter contre la gravitation et maintenir ainsi l'équilibre de l'étoile : il se contracte. Les couches externes se compriment, elles s'échauffent et entament à leur tour leur combustion. La température est alors suffisante pour amorcer la combustion de l'hélium central. Cette réaction engendre la production de carbone, d'oxygène et d'éléments intermédiaires jusqu'au fer. L'étoile a maintenant une structure en couches ou en "pelures d'oignon". Le cœur de fer est entouré d'enveloppes concentriques constituées d'éléments de plus en plus légers jusqu'à une atmosphère très diffuse d'hydrogène (voir la représentation schématique de la figure 2.7).

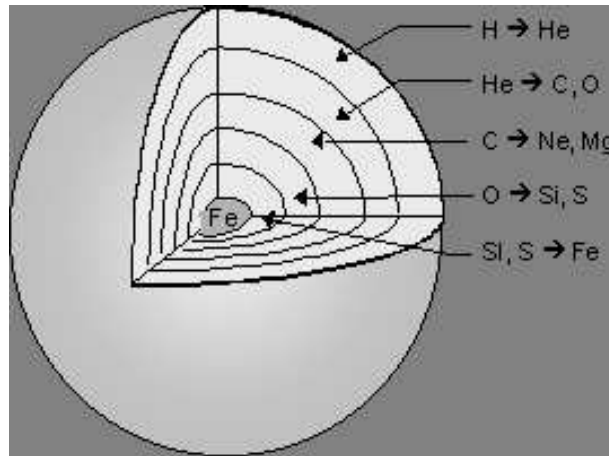


FIG. 2.7 – Structure en couche, ou en "pelures d'oignon", d'une étoile massive avant son explosion. Les éléments sont de plus en plus lourds au fur et à mesure que l'on se rapproche du cœur, composé de fer.

Les réactions de fusion s'arrêtent au fer. Celui-ci est en effet l'élément le plus stable, possédant l'énergie de liaison par nucléon la plus grande. Produire des éléments plus lourds que le fer nécessite un apport d'énergie. Les électrons dans le cœur sont alors dégénérés et luttent contre la gravitation.

Cependant la fusion des éléments plus légers des couches périphériques se poursuit, contribuant de cette manière à l'augmentation de la masse du cœur. Lorsque celle-ci atteint la masse limite de Chandrasekhar, $M_{Ch} \sim 1.4 M_{\odot}$, la pression des électrons dégénérés devient insuffisante pour contrebalancer l'effondrement gravitationnel. Le cœur s'effondre sur lui-même. La densité augmente alors très rapidement jusqu'à atteindre la densité nucléaire, $\rho_{nuc} \simeq 2 \times 10^{17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Les électrons sont alors capturés par les noyaux, convertissant les protons en neutrons selon la réaction : $p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$.

C'est maintenant la pression des neutrons dégénérés qui stoppe l'effondrement. Cet arrêt brutal crée une onde de choc qui se déplace vers l'extérieur et rencontre les couches externes qui continuent de

tomber en chute libre vers le centre de l'étoile. Cette rencontre entraîne une perte importante de l'énergie du choc. Cependant les neutrinos produits dans le cœur s'échappent et déposent une petite partie de leur énergie dans les couches denses en amont du choc. Le transport de ce dernier est alors facilité et l'étoile explose : c'est le phénomène de *supernova gravitationnelle*.

Après l'explosion, ne subsiste plus qu'une étoile à neutrons entourée d'un nuage de gaz en expansion rapide, responsable de la présence des raies d'hydrogène dans le spectre des SN II. À cause de forts vents stellaires, l'étoile a pu perdre son enveloppe d'hydrogène et la supernova sera alors de type Ib/c.

D'un point de vue énergétique, l'effondrement gravitationnel libère une énergie de $3 \cdot 10^{53}$ ergs dont la majeure partie (99 %) est emportée par les neutrinos. Seulement 0.1 % de l'énergie est émis sous forme électromagnétique, expliquant de ce fait pourquoi les SN II et Ib/c sont moins lumineuses que les SN Ia.

2.3.2 Courbes de lumière

• SN de type II

Exceptée la présence de la raie d'hydrogène dans leurs spectres, les supernovæ de type II présentent peu de points communs. En effet, le maximum de leur luminosité peut varier jusqu'à 2 magnitudes entre différents objets. Une tentative pour établir une classification s'est basée, comme on l'a vu, sur la forme de la courbe de lumière. Certaines présentent un plateau durant lequel la luminosité reste à peu près constante, ce sont les SN II-P. Dans les autres cas, la décroissance se fait de manière plus ou moins linéaire, ce sont les SN II-L. Mais ces deux classes ne sont pas disjointes et des cas intermédiaires existent (Clocchiatti et al. 1996).

La masse de l'enveloppe d'hydrogène, l'énergie de l'explosion ainsi que le rayon du progéniteur influencent la forme de la courbe de lumière, en particulier la durée et la luminosité du plateau (Hamuy 2003). Pour des détails concernant les processus physiques conduisant à la forme d'une courbe de lumière "générique" pour une supernova de type II, on pourra se référer à Leibundgut & Suntzeff (2003).

Un cas extrême est celui de SN 1987A, une des supernovæ les mieux observées. Sa courbe de lumière est clairement différente des autres types II (voir figure 2.8). La luminosité croît d'abord régulièrement sur une période d'environ trois mois. Puis, après avoir atteint son maximum, elle décroît rapidement pendant une vingtaine de jours avant de suivre un taux de décroissance comparable à celui attendu pour la désintégration $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Cette forme particulière de la courbe de lumière serait due au fait que le progéniteur soit une supergéante bleue de faible rayon (Woosley et al. 1987).

• SN de type Ib/c

Les supernovæ de type Ib/c sont des objets très peu observés. Peu de courbes de lumière sont disponibles rendant difficiles des comparaisons directes. Quelques courbes de lumière sont présentées sur la figure 2.9. Bien que ne suivant pas un modèle unique, on peut distinguer un comportement commun dans les courbes de lumière : un accroissement de la luminosité pendant environ 2-3 semaines, un déclin rapide durant une trentaine de jours et enfin une décroissance lente suivant un taux significativement plus grand que celui attendu pour la désintégration de $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ (Hamuy 2003).

Mentionnons également la découverte de trois supernovæ, SN 1997ef, SN 1998bw (Nomoto et al. 2000) et SN 2002ap (Mazzali et al. 2002), au comportement singulier. En effet, leur spectre présente très peu de raies, et celles-ci sont très larges, suggérant des vitesses d'expansion plus grandes que la normale. La libération d'énergie est également considérable, environ 10 fois celle d'une supernova typique dans le cas de SN 1997ef. C'est pourquoi cette catégorie d'objets est regroupée sous le nom de *hypernova*.

Ainsi, les supernovæ gravitationnelles ne constituent pas une classe d'objets homogènes.

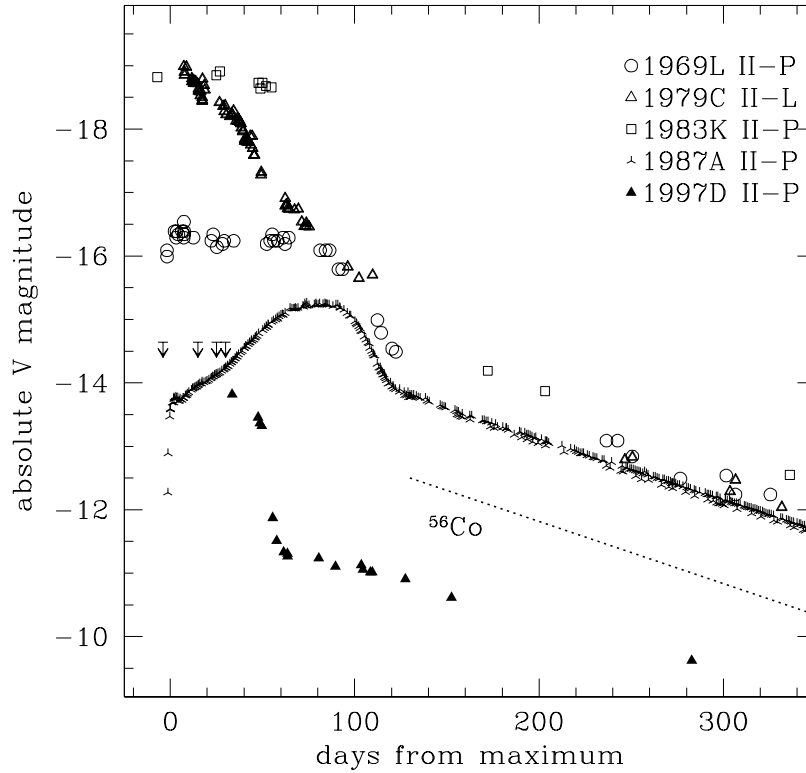


FIG. 2.8 – Courbes de lumière dans la bande spectrale V de différentes SN II. La ligne en pointillée indique le taux de décroissance attendu pour la désintégration du ^{56}Co . On peut constater l'inhomogénéité de ce type d'objets. D'après Cappellaro & Turatto (2000).

2.3.3 Nucléosynthèse

Il est communément admis que la plupart des éléments plus lourds que l'hélium sont synthétisés dans les étoiles. En particulier, les éléments plus lourds que le fer seraient synthétisés dans les supernovæ de type II.

La nucléosynthèse se produit lors du passage de l'onde de choc dans les couches externes, produisant des éléments lourds jusqu'aux noyaux du pic du fer (notamment du ^{56}Ni). Ces éléments subissent un bombardement intense de neutrons entraînant la création d'éléments plus lourds par capture rapide de neutrons (processus r). Des éléments de masse atomique inférieure à celle du fer, tels l'hélium, le carbone et l'oxygène sont synthétisés lors de processus s (*slow*) et sont ensuite éjectés dans le milieu interstellaire, avant le passage de l'onde de choc. La figure 2.10 montre les abondances théoriques des éléments produits lors d'explosion de supernovæ par rapport aux abondances solaires.

2.4 Les supernovæ thermonucléaires

L'intérêt porté aux supernovæ thermonucléaires, ou de type Ia, s'est accru au cours des dernières décennies. En effet, comme nous allons le voir, elles constituent des objets présentant une grande homo-

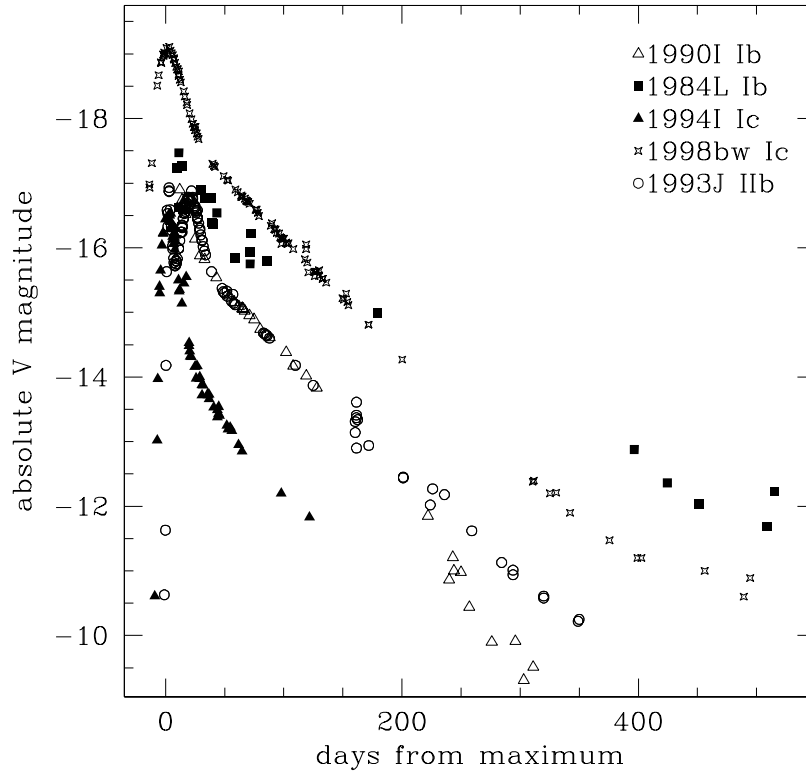


FIG. 2.9 – Courbes de lumière dans la bande spectrale V de différentes SN Ib/c. D’après Cappellaro & Turatto (2000).

généité. Cette propriété sera exploitée afin d’effectuer des mesures de distances cosmologiques.

2.4.1 Évolution des étoiles peu massives ($M \lesssim 8 M_{\odot}$)

La durée de vie des étoiles peu massives est nettement plus importante que celle des étoiles massives. La combustion de l’hydrogène en hélium peut durer plusieurs milliards d’années. Après épuisement de l’hydrogène central, le cœur se contracte sous l’effet de son propre poids. Les couches périphériques s’échauffent, amorçant ainsi leur combustion. L’étoile se dilate et sa luminosité augmente. Elle se déplace alors sur la branche des géantes rouges du diagramme HR.

Les électrons dégénérés du cœur assurent alors l’essentiel de la pression. Celle-ci est indépendante de la température et de la densité. La température peut donc augmenter jusqu’à permettre l’allumage de l’hélium qui se fait de manière explosive. On parle alors de “flash” d’hélium. Cela permet au cœur de se dilater, levant ainsi la dégénérescence des électrons. L’étoile connaît ensuite une période de stabilité durant laquelle elle brûle son hélium en carbone et oxygène. Elle parcourt la branche “horizontale” du diagramme HR.

Lorsque l’hélium arrive à épuisement, le cœur est composé majoritairement de carbone et d’oxygène. La combustion se poursuit en périphérie, comme précédemment. L’étoile suit alors la branche asymptotique des géantes rouges. Cependant la température n’est pas suffisante pour initier la fusion du carbone.

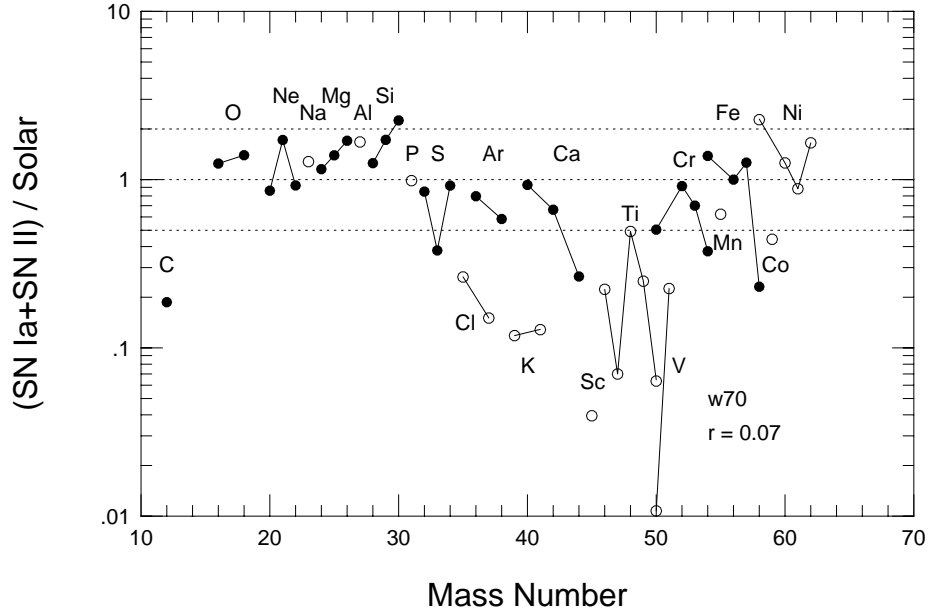


FIG. 2.10 – Abondances des éléments synthétisés par les SN Ia et les SN II relatives aux abondances solaires. Ces rapports d'abondances sont normalisés à 1 pour le ^{56}Fe . Extrait de Nomoto et al. (1997).

Alors que les couches externes terminent leur combustion, le cœur continue de se refroidir. L'étoile termine sa vie en *naine blanche*.

2.4.2 De la naine blanche à la supernova

L'idée la plus couramment admise pour expliquer le phénomène de SN Ia fait intervenir un système binaire serré composé d'une naine blanche, constituée de carbone et d'oxygène, accréant de la matière d'une étoile compagnon (figure 2.11).

L'accrétion conduit à une augmentation progressive de la masse de la naine blanche, jusqu'à atteindre la masse limite de Chandrasekhar ($M_{Ch} \sim 1.4 M_{\odot}$). La densité est telle que la fusion du carbone se déclenche dans ce milieu dégénéré. La température augmente indépendamment de la pression. On assiste alors à une explosion thermonucléaire détruisant entièrement la naine blanche. Aucun résidu de l'étoile ne subsiste.

Un tel scénario permet de comprendre un certain nombre de propriétés observées parmi les SNe Ia. Tout d'abord l'absence d'hydrogène dans les spectres s'explique par le fait que la naine blanche à l'origine du phénomène en est quasiment dépourvue. En outre, les progéniteurs peuvent être des étoiles de faibles masses expliquant ainsi la présence de SNe Ia dans des galaxies elliptiques.

La fusion du carbone et de l'oxygène du cœur se poursuit jusqu'à la synthèse du ^{56}Ni . Ce dernier se désintègre alors en ^{56}Co avec une demi-vie de 6 jours, puis en ^{56}Fe avec une demi-vie de 77 jours. Cette double décroissance rend compte de la forme de la courbe de lumière observée.

2.4.3 Une classe relativement homogène

Comme nous venons de le voir, l'explosion thermonucléaire de la naine blanche à l'origine de la supernova se produit toujours à la même masse, voisine de la masse de Chandrasekhar. Cela laisse suggérer que les SNe Ia constituent une classe d'objets relativement homogène.

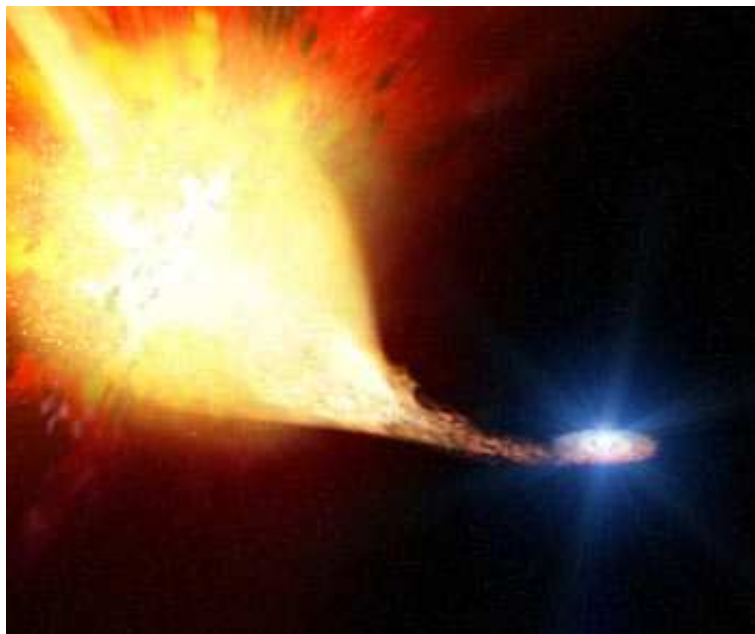


FIG. 2.11 – *Vue d'artiste représentant un système binaire serré dans lequel une naine blanche accrète de la matière de son compagnon.*

Les données observationnelles, tant d'un point de vue spectroscopique que photométrique, semblent confirmer cette homogénéité, comme nous allons le voir dans cette partie.

• Spectres

Les spectres des supernovæ connaissent une évolution rapide. Comme nous l'avons vu précédemment, on distingue deux phases principales : la phase photosphérique suivant les premiers instants de l'explosion (raies en absorption) et la phase nébulaire intervenant plusieurs semaines après le maximum de luminosité (raies en émission).

Dans les premiers instants, le spectre est dominé par la raie de SiII ($\lambda \sim 6100 \text{ \AA}$) caractéristique des types Ia. Des éléments de masses intermédiaires tels que le soufre, le calcium, le magnésium ou encore l'oxygène, sont également observés. Environ deux semaines après le maximum de luminosité, durant la phase nébulaire, ce sont les raies de FeII qui dominent le spectre. Un exemple de spectres pris au cours de ces deux phases est montré sur la figure 2.12.

Homogénéité : Lorsque l'on compare des spectres pris à des phases relativement similaires, on constate une certaine homogénéité. La figure 2.13 présente les spectres de trois supernovæ différentes (SN 1990N, SN 1987N et SN 1987D) pris environ une semaine après le maximum de luminosité. Ces trois spectres présentent des caractéristiques très similaires notamment au niveau du profil des raies et de leur intensité, laissant suggérer que les processus physiques mis en jeu sont les mêmes.

• Courbes de lumière

La courbe de lumière décrit l'évolution au cours du temps de la luminosité d'un objet. Sa forme dépend du filtre dans lequel la supernova a été observée, comme on peut le voir sur l'exemple de la

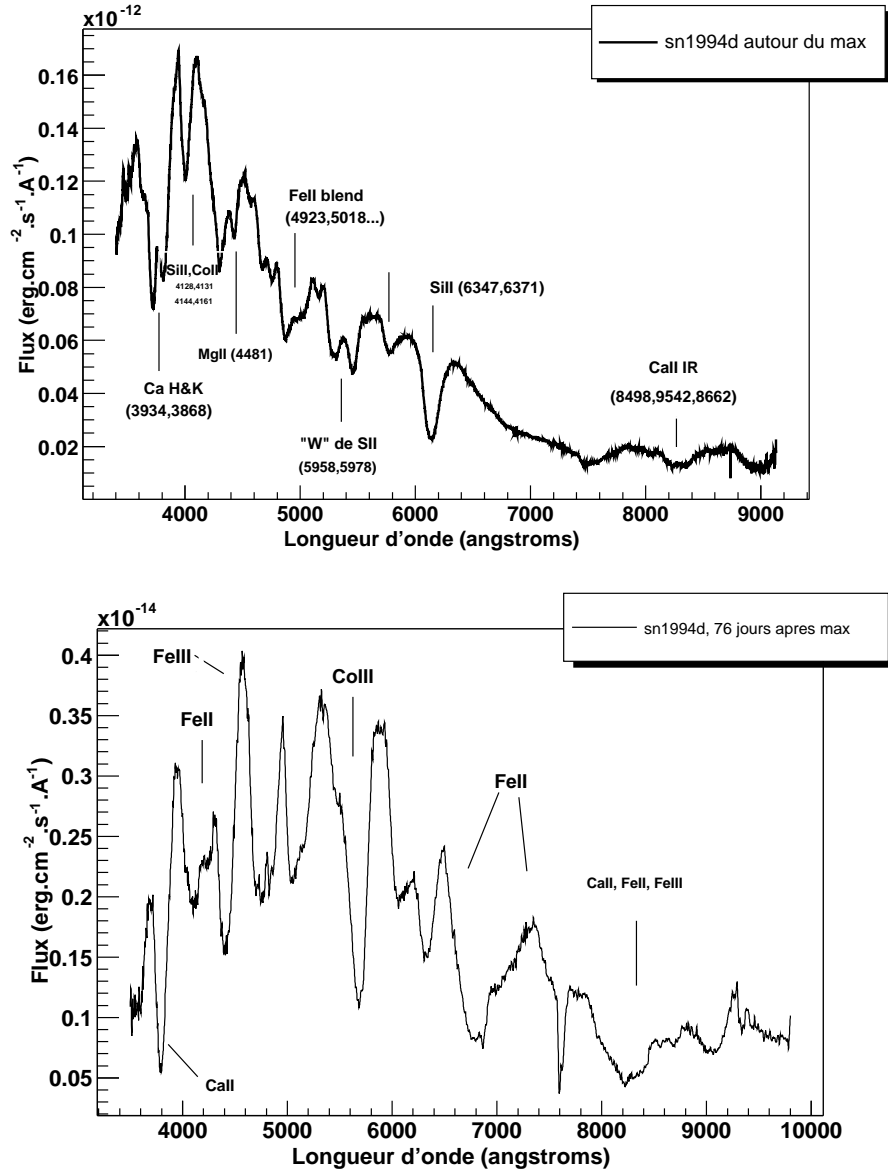


FIG. 2.12 – Spectres de SN 1994d durant la phase photosphérique (en haut) et la phase nébulaire (en bas). Proche du maximum, le spectre présente la raie de SiII caractéristique d'une SN Ia ainsi que des éléments de masses intermédiaires, comme le magnésium, le soufre ou le calcium, entre autres. À une phase de +76 jours, les raies en émission des éléments du groupe du fer dominent largement le spectre. Figures tirées de Sainton (2004).

figure 2.14 où sont représentées les courbes de lumière de SN 1998bu dans les bandes spectrales standard *UBVRI*. Ces filtres, représentés sur la figure 2.15, correspondent aux filtres standard de Johnson-Cousins mais corrigés par Bessell. On pourra trouver le détail de ces corrections dans Bessell (1990).

Par convention, l'origine de l'échelle des temps correspond au maximum de luminosité dans la bande spectrale *B*. Le temps de montée des SNe Ia est très rapide.

Le maximum de luminosité n'est pas atteint en même temps dans tous les filtres. En particulier, le pic en *I* apparaît environ deux jours avant celui en *B* (Contardo et al. 2000). De plus, les couleurs évoluent rapidement autour de ce maximum. De bleue à environ -10 jours, la supernova devient rouge vers $+30$

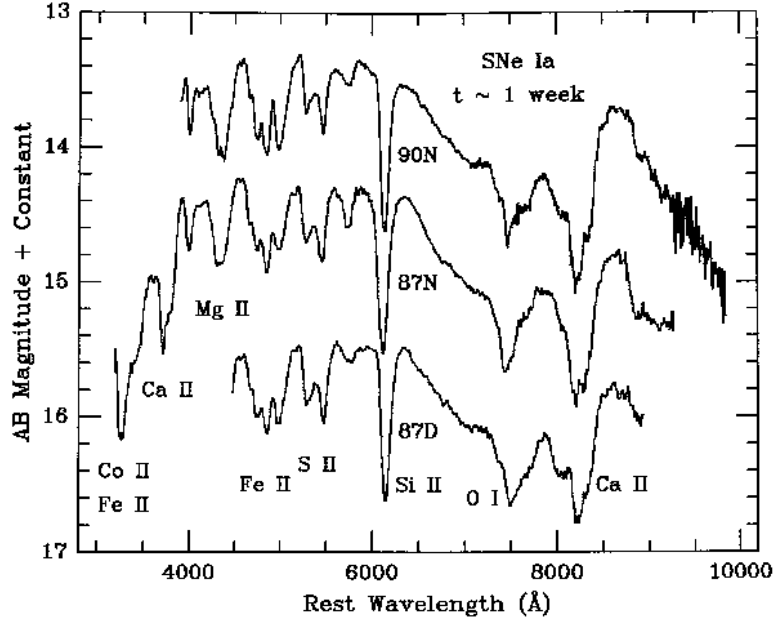


FIG. 2.13 – Spectres de trois SN Ia pris environ une semaine après le maximum de luminosité, durant la phase photosphérique. Les caractéristiques spectrales sont très semblables, tant au niveau des profils des raies que de leur intensité. Extrait de Filippenko (1997).

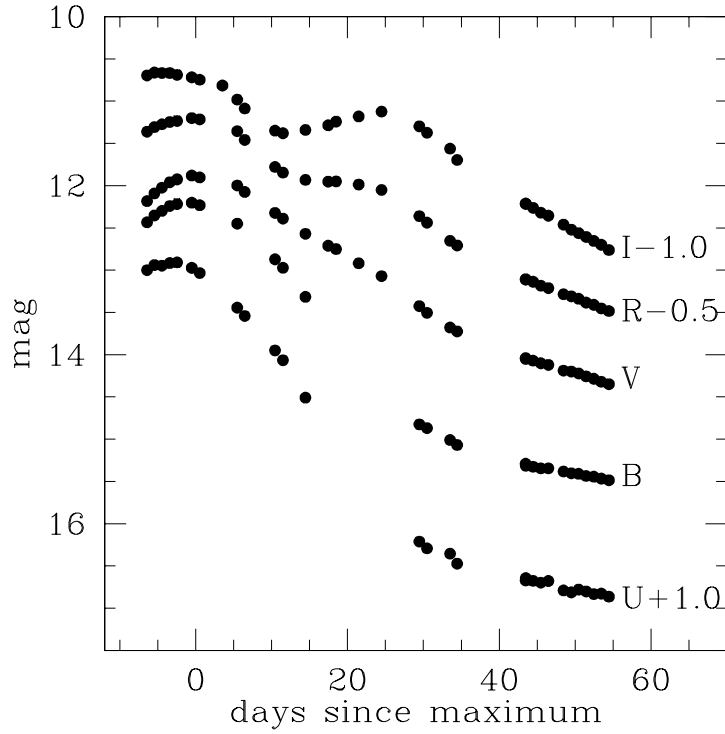


FIG. 2.14 – Courbes de lumière dans les filtres UBVRI pour SN 1998bu. D'après Suntzeff et al. (1999).

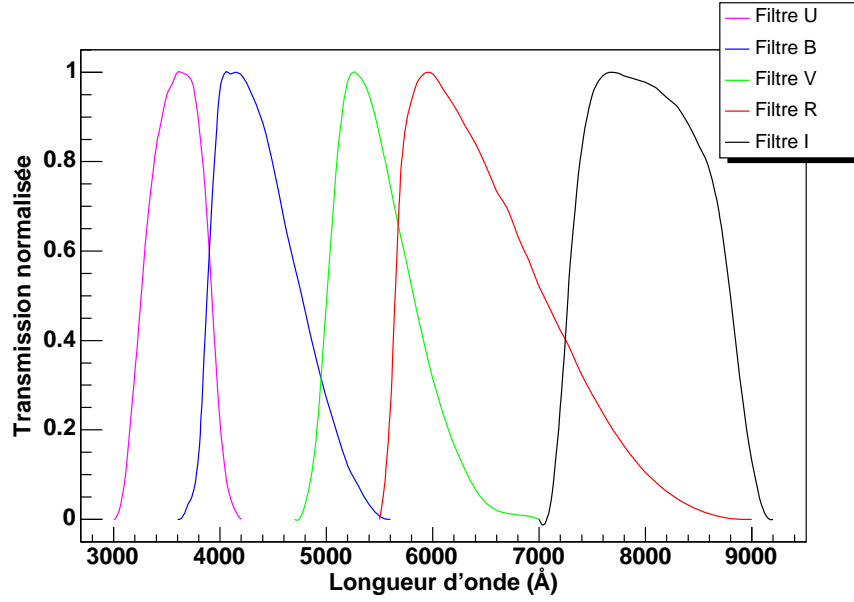


FIG. 2.15 – *Filtres standard UBVRI de Bessell, normalisés à l'unité. D'après Bessell (1990).*

jours. Les courbes de lumière de SN 1998bu sont représentées sur la figure 2.16, pour exemple.

S'ensuit un déclin exponentiel pour les filtres UV et bleu (U et B), alors qu'un second maximum est observé pour les bandes spectrales IR. Ce second maximum intervient en général entre 21 jours et 30 jours après le pic en B .

Au-delà de 50 jours et jusqu'à environ 120 jours, le taux de déclin est pratiquement identique pour toutes les supernovæ. Il varie cependant en fonction de la bande spectrale : $0.014 \text{ mag} \cdot \text{jour}^{-1}$ pour le B , $0.028 \text{ mag} \cdot \text{jour}^{-1}$ pour le V et $0.042 \text{ mag} \cdot \text{jour}^{-1}$ pour le I (Leibundgut 2000).

Enfin, au-delà 150 jours, la supernova n'est quasiment plus visible, perdue dans la luminosité de sa galaxie hôte.

Soulignons qu'il est important de mesurer la luminosité intrinsèque de la supernova pour la cosmologie, comme nous le verrons ultérieurement. Cela permet notamment de mesurer la constante de Hubble H_0 . Il est donc nécessaire de pouvoir estimer la distance de la supernova à l'aide d'indicateurs de distance secondaires. On utilise en général les étoiles Céphéides présentes dans la galaxie hôte, pour des supernovæ proches. Les valeurs trouvées ainsi par Saha et al. (2001) sont :

$$M_B = -19.5 \pm 0.1 \quad (2.1)$$

$$M_V = -19.5 \pm 0.1. \quad (2.2)$$

Homogénéité : La forme de la courbe de lumière présente une grande similarité d'une supernova à l'autre, dans la bande spectrale B , comme le montre la figure 2.17. Un lot d'une vingtaine de supernovæ, observées lors de la campagne du Calan-Tololo en 1998, y sont représentées. La dispersion de la magnitude au maximum est de 40 %. Toutefois, on remarque que la luminosité maximale est corrélée à la vitesse de décroissance : plus une supernova est lumineuse, plus sa vitesse de décroissance est lente. Nous verrons comment utiliser cette corrélation au service de la cosmologie.

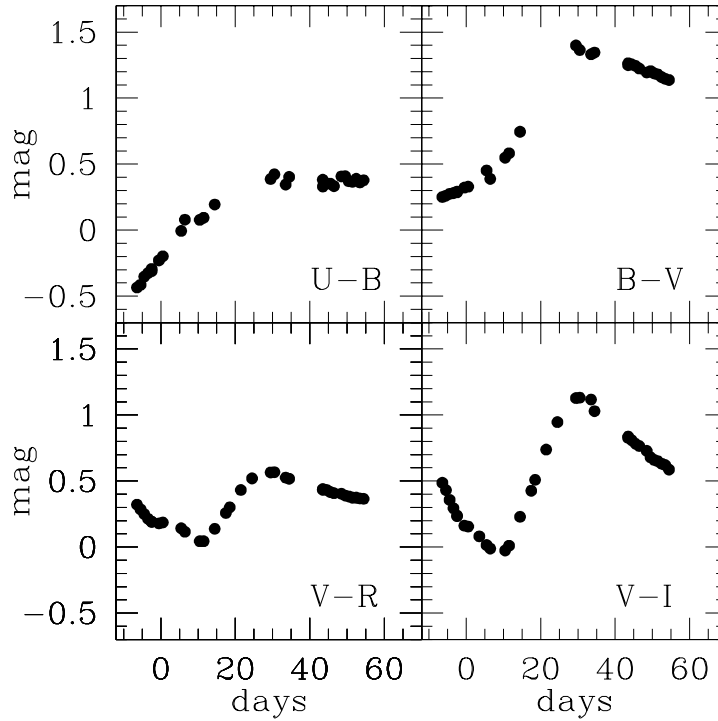


FIG. 2.16 – Courbes de couleur pour SN 1998bu. D’après Suntzeff et al. (1999).

2.4.4 Taux des supernovæ de type Ia distantes

Mesurer le taux de supernovæ à de grands décalages vers le rouge est intéressant car il nous renseigne sur l’évolution des galaxies, sur les taux de formation d’étoiles ou encore sur les abondances des éléments à de tels décalages vers le rouge. De plus, ce taux dépend de la distance, ou de manière équivalente du décalage vers le rouge, ce qui permet d’étudier l’âge des populations parentes, et mieux connaître ainsi les progéniteurs des SNe Ia (Ruiz-Lapuente et al. 1995).

Ce taux représente le nombre de supernova ayant explosé par unité de volume et de temps ($h^3 \cdot \text{Mpc}^{-3} \cdot \text{an}^{-1}$). Il est cependant plus courant de l’exprimer en nombre de supernova par siècle et par $10^{10} L_{B\odot}$, correspondant à la luminosité moyenne d’une galaxie dans la bande spectrale B . Cette unité s’appelle le SNu (*SuperNova unit*).

N’oublions pas que lors des mesures du taux d’explosion pour des supernovæ distantes, les paramètres cosmologiques (Ω_M, Ω_Λ) doivent être pris en compte. Le tableau 2.2 récapitule les différentes mesures effectuées pour plusieurs valeurs de (Ω_M, Ω_Λ).

2.4.5 Des cas particuliers

Bien que les supernovæ constituent une classe relativement homogène comme nous venons de le voir, des cas particuliers existent. Nous mentionnerons ici deux des cas les plus extrêmes, et les plus connus : SN 1991T et SN 1991bg.

Le spectre de SN 1991T, avant le maximum, est dominé par les raies des éléments du groupe du fer. Les raies du calcium et du silicium y sont présentes mais sont nettement plus faibles que pour une supernova ordinaire. Ce n’est que dans les phases tardives que le spectre ressemble aux autres SNe Ia,

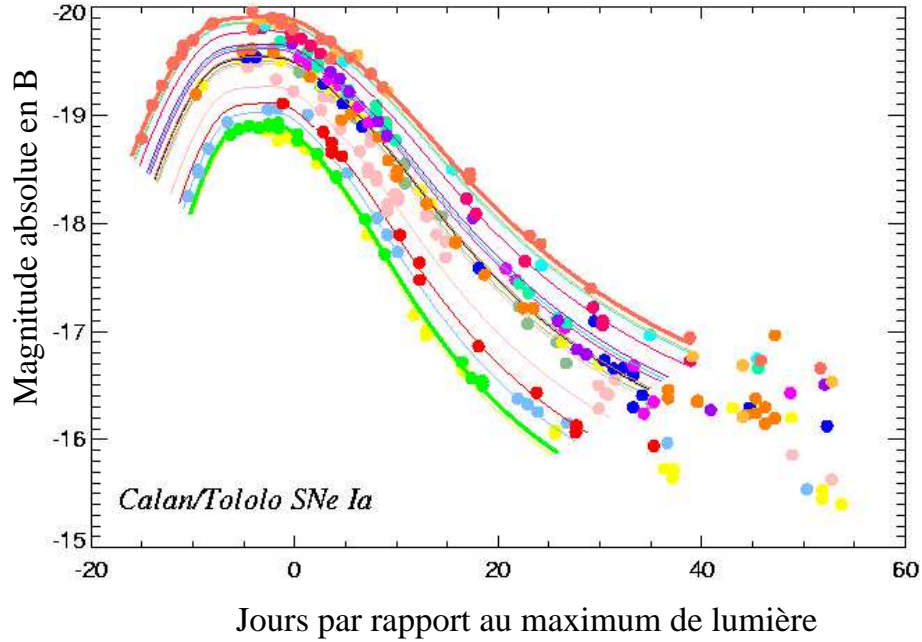


FIG. 2.17 – Courbes de lumière dans la bande B d’une vingtaine de supernovæ observées lors de la campagne du Calan-Tololo. On note la grande similarité dans la forme des courbes de lumière, dont la dispersion au maximum est seulement de 40 %.

$\langle z \rangle$	$R_{\text{SN Ia}} (h^2 \cdot \text{SNu})$	$(\Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})$	Nb SNe	Auteur
~ 0	0.36 ± 0.11		70	Cappellaro et al. (1999)
0.14	$0.44^{+0.35}_{-0.21} {}^{+0.13}_{-0.07}$	(0.3, 0.0)	4	Hardin et al. (2000)
0.13	$0.23^{+0.09}_{-0.05} {}^{+0.08}_{-0.08}$	(0.3, 0.7)	14	Blanc (2002)
0.55	$0.58^{+0.10}_{-0.09} {}^{+0.10}_{-0.09}$	(0.3, 0.7)	38	Pain et al. (2002)
0.55	$0.94^{+0.16}_{-0.14} {}^{+0.14}_{-0.14}$	(1.0, 0.0)	38	Pain et al. (2002)

TAB. 2.2 – Mesures des taux de supernovæ de type Ia distantes. Les résultats sont donnés pour différentes valeurs du décalage vers le rouge et des paramètres cosmologiques. Le décalage spectral est une valeur moyenne du lot utilisé.

avec toutefois des largeurs de raies suggérant une plus grande vitesse d’expansion.

D’un point de vue photométrique, il s’agit d’une supernova *sur-lumineuse* présentant une décroissance plus lente de sa courbe de lumière, par rapport à une SN Ia “normale”, comme on peut le voir sur la figure 2.18. Ce phénomène pourrait s’expliquer comme étant la double détonation d’une naine blanche (Filippenko et al. 1992).

Le cas de SN 1991bg est un des plus atypique. Cette supernova, *sous-lumineuse* d’environ 2.5 magnitudes, est intrinsèquement très rouge. Sa courbe de lumière présente une décroissance très rapide (voir figure 2.19). De plus, le maximum secondaire dans la bande *I* n’est pas présent, comme c’est le cas pour les SNe Ia classiques.

Son spectre est lui aussi particulier. Les raies d’absorption du FeII sont absentes tandis que les raies de TiII dominent. La figure 2.20 présente une comparaison entre des spectres de supernovæ normales et particulières, dont SN 1991T et SN 1991bg.

Ces supernovæ atypiques ne sont pas encore complètement comprises. Les modèles actuels n’arrivent

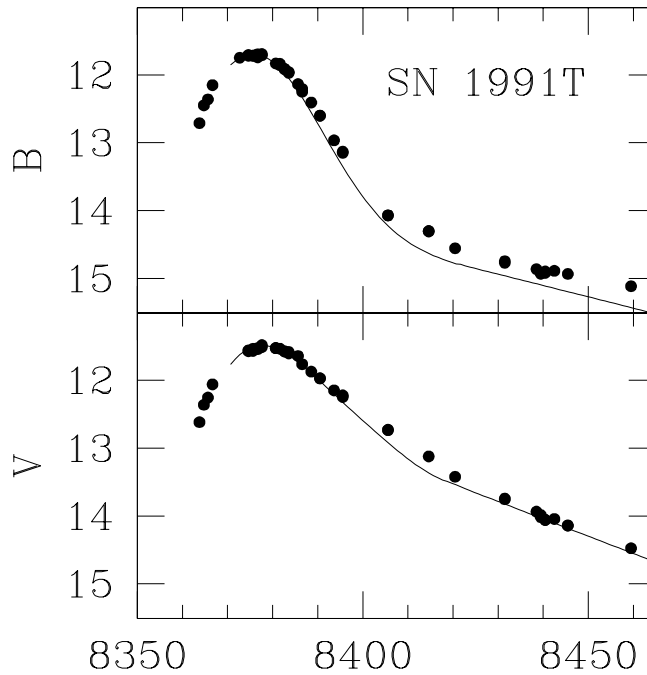


FIG. 2.18 – Courbes de lumière de SN 1991T dans les bandes B et V. La courbe en train plein représente un modèle de courbe de lumière établi par Leibundgut (1988). On voit que la décroissance de la supernova est plus lente. Figure extraite de Lira et al. (1998).

pas à décrire précisément leur courbe de lumière. Il est donc difficile d'estimer leur distance et par conséquent de les utiliser pour la cosmologie.

Des mesures effectuées sur un plus large échantillon de SNe Ia permettront cependant de mesurer plus précisément le taux de ces SNe Ia particulières à de plus grands décalages vers le rouge, et ainsi de mieux comprendre les phénomènes physiques entrant en jeu dans ces phénomènes.

2.4.6 Modèles de SN Ia

L'absence d'hydrogène, la présence de silicium dans le spectre d'une SN Ia, ou encore la forme de sa courbe de lumière gouvernée par la double décroissance du nickel, peuvent s'expliquer par l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche composée de carbone et d'oxygène, accrétant de la matière d'un compagnon dans un système binaire serré.

Cela sert de base aux différents modèles de SNe Ia qui tentent d'expliquer la diversité observée parmi cette classe d'objets. La nature de l'étoile compagnon, la masse de la naine blanche au moment de l'explosion ainsi que le processus de propagation de l'explosion restent encore incertains. Pour des revues sur les modèles d'explosion, on pourra se référer à Hillebrandt & Niemeyer (2000) et Nomoto (2000).

Il existe différents types d'explosion possibles, suivant la vitesse de la flamme, dans le cas où la naine blanche explose avec une masse voisine de la masse de Chandrasekhar. Si la vitesse de la flamme est supérieure à la vitesse du son dans le milieu, on parle alors de *détonation*. Le combustible est brûlé entièrement, n'ayant pas eu le temps de rentrer en expansion. Ne sont alors produits que des éléments

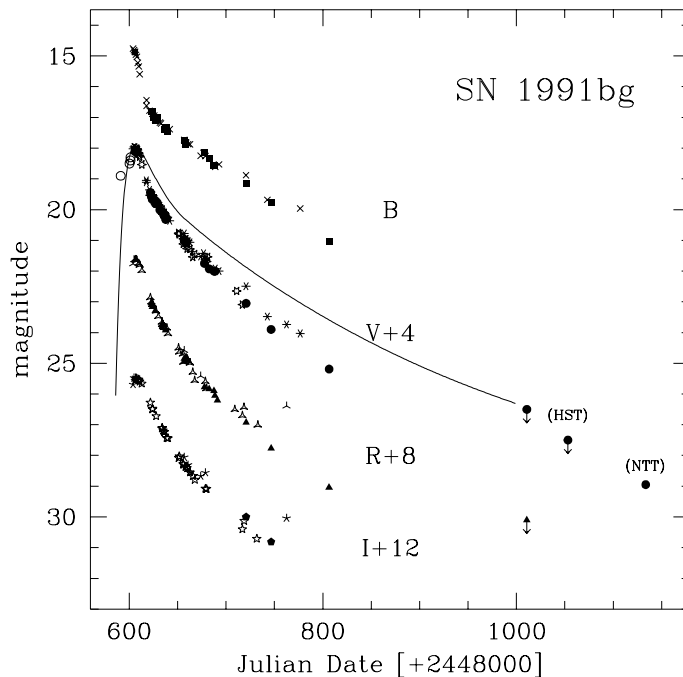


FIG. 2.19 – Courbes de lumière de SN 1991bg dans les bandes B, V, R, I. Les magnitudes indiquées en ordonnées sont les magnitudes dans la bande B, les autres bandes ayant été déplacées de la quantité indiquée. La courbe en trait plein est la courbe de lumière en V d’une supernova normale (SN 1992A) qui a été ajustée pour correspondre au maximum en V de SN 1991bg. On voit ainsi que sa décroissance est plus rapide. Figure extraite de Turatto et al. (1996).

appartenant au groupe du fer, ce qui est contradictoire avec les observations. Par contre, dans le cas d’une vitesse de flamme inférieure à la vitesse du son, on parle ici de *déflagration*, les éléments de masse intermédiaire peuvent être produits.

Des modèles alternatifs ont été proposés dans lesquels le processus d’explosion débute par une *déflagration* avant de se transformer en une *détonation* (Khokhlov 1991). On parle dans ce cas de *détonation retardée*. La proportion des éléments lourds synthétisés varie donc en fonction des modèles.

Un autre type de scénario envisagé est celui où la naine blanche explose avant d’avoir atteint la masse de Chandrasekhar. Dans ce cas, l’explosion se produit dans une couche périphérique suite à la *détonation* de l’hélium dégénéré, déclenchant ainsi une seconde *détonation*, celle du carbone. Ce modèle, appelé *sub-Chandrasekhar*, pourrait expliquer les SNe Ia sous-lumineuses observées, telle SN 1991bg.

Enfin l’étoile compagne pourrait être une deuxième naine blanche (modèle dit *doublement dégénéré*). L’explosion résulte dans ce cas de la coalescence du système dégénéré, conduisant à la fusion des deux naines blanches avec émission d’ondes gravitationnelles. L’allumage du carbone ici n’est pas central (Niemeyer et al. 2002), la flamme se propage vers l’intérieur et convertit le cœur en O+Ne+Mg. Ce modèle a le mérite d’expliquer de manière simple l’absence d’hydrogène et d’hélium dans les spectres des types Ia.

Les progrès récents en simulation numérique permettent de faire des modèles de plus en plus réalistes, en trois dimensions (Hillebrandt et al. 2004 ; Garcia-Senz & Bravo 2004 pour exemples). Les modèles “sub-Chandrasekhar” posent problème tant au niveau observationnel qu’au niveau théorique. Il

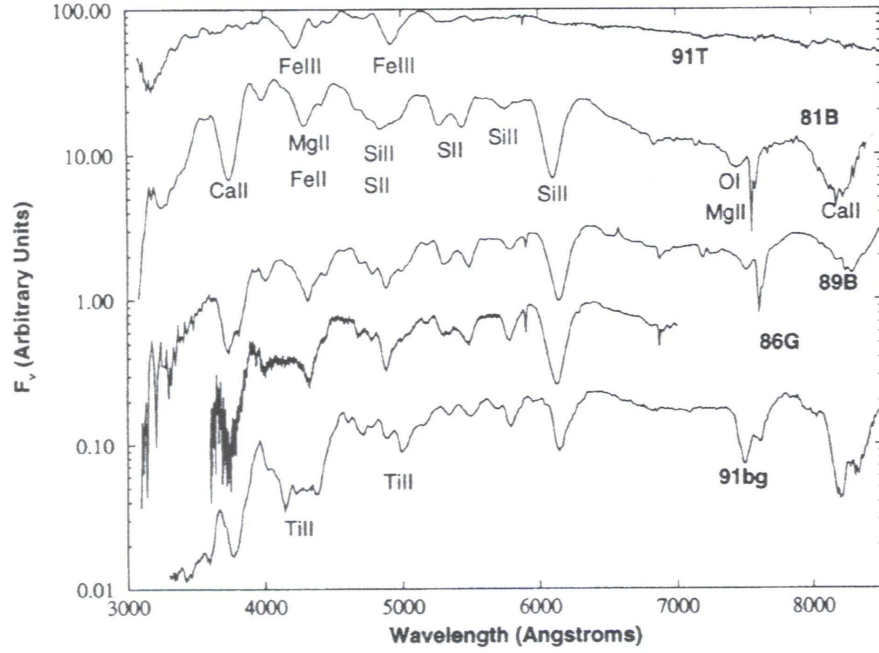


FIG. 2.20 – Comparaison de spectres proches du maximum de luminosité de deux supernovæ normales (SN 1981B et SN 1989B) et de trois particulières (SN 1991T, SN 1986G et SN 1991bg). D'après Branch et al. (1993).

semblerait finalement que le modèle le plus approprié soit celui d'une naine blanche de C+O proche de la masse de Chandrasekhar et dont la flamme se propagerait de manière subsonique.

2.5 Conclusion

Les supernovæ de type Ia sont des objets très brillants, pouvant ainsi être observées à de grandes distances. Bien que quelques SNe Ia se distinguent par leur caractéristiques spectrales ou photométriques, l'ensemble des SNe Ia constitue une classe d'objets relativement homogènes avec une faible dispersion de leur luminosité maximale.

Nous avons vu cependant qu'il existe une corrélation observée entre la luminosité au maximum et le taux de décroissance de la courbe de lumière. Cette corrélation peut être mise à profit afin de réduire encore plus la dispersion au maximum, et faire ainsi des supernovæ de type Ia de très bons estimateurs de distance, utiles pour la cosmologie. C'est ce que nous allons voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Supernovæ de type Ia et cosmologie

Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 1 qu'il est possible de mesurer des distances à l'aide de chandelles standard, et ainsi de contraindre les valeurs des paramètres cosmologiques qui nous intéressent. De part la faible dispersion de leur luminosité au maximum dans la bande B , les SNe Ia semblent être les objets les mieux adaptés pour effectuer ce type de mesure.

Cependant, malgré leur grande homogénéité, les SNe Ia ne permettent pas de faire des mesures de distances précises. En effet, une dispersion de 40% sur la luminosité au maximum conduit à une incertitude de 20%¹ sur la distance.

Néanmoins, nous allons voir dans cette partie que les propriétés de la courbe de lumière d'une SN Ia permettent de réduire cette dispersion, faisant des SNe Ia de très bons estimateurs de distances, pour la détermination des paramètres cosmologiques.

3.1 Paramétrisation de la courbe de lumière

Il existe une corrélation évidente entre la luminosité au maximum et le taux de décroissance de la courbe de lumière : *plus une supernova est lumineuse, plus elle décroît lentement*, comme on peut le voir sur la figure 2.17.

Nous présenterons dans la suite les différentes méthodes utilisées pour la paramétrisation de la courbe de lumière, afin de corriger de cette corrélation et réduire ainsi la dispersion de la luminosité au maximum des SNe Ia. Nous évoquerons également des corrélations observées au niveau spectral.

3.1.1 Corrélation entre luminosité au maximum et taux de décroissance

L'idée d'une telle corrélation est soulevée dès les années 70 par Pskovskii (1977), et sera réétudiée plus en détail par Phillips (1993), sur un lot de données de meilleure qualité.

Phillips caractérise le taux de décroissance de la courbe de lumière comme étant la différence entre la magnitude de la supernova à une phase de +15 jours² et sa magnitude au maximum de luminosité. Il définit pour cela un paramètre, appelé Δm_{15} , tel que :

$$\Delta m_{15} = m(t_{max} + 15 \text{ jours}) - m(t_{max}). \quad (3.1)$$

¹Si m est la magnitude et f le flux, on a la relation : $\sigma_f/f = 0.4 \ln 10 \sigma_m$. Et pour la distance d : $\sigma_d/d = 0.5 \sigma_f/f$.

²Nous rappelons que l'origine des phases est, par convention, prise au maximum de luminosité dans la bande B .

Cet effet a été confirmé par Hamuy et al. (1996a) avec l'observation d'une vingtaine de supernovæ proches lors de la campagne du *Calan/Tololo Supernovæ Search*. La figure 3.1 présente les variations de la magnitude au maximum, dans différentes bandes spectrales, en fonction du paramètre Δm_{15} . La corrélation entre ces deux quantités y est clairement visible.

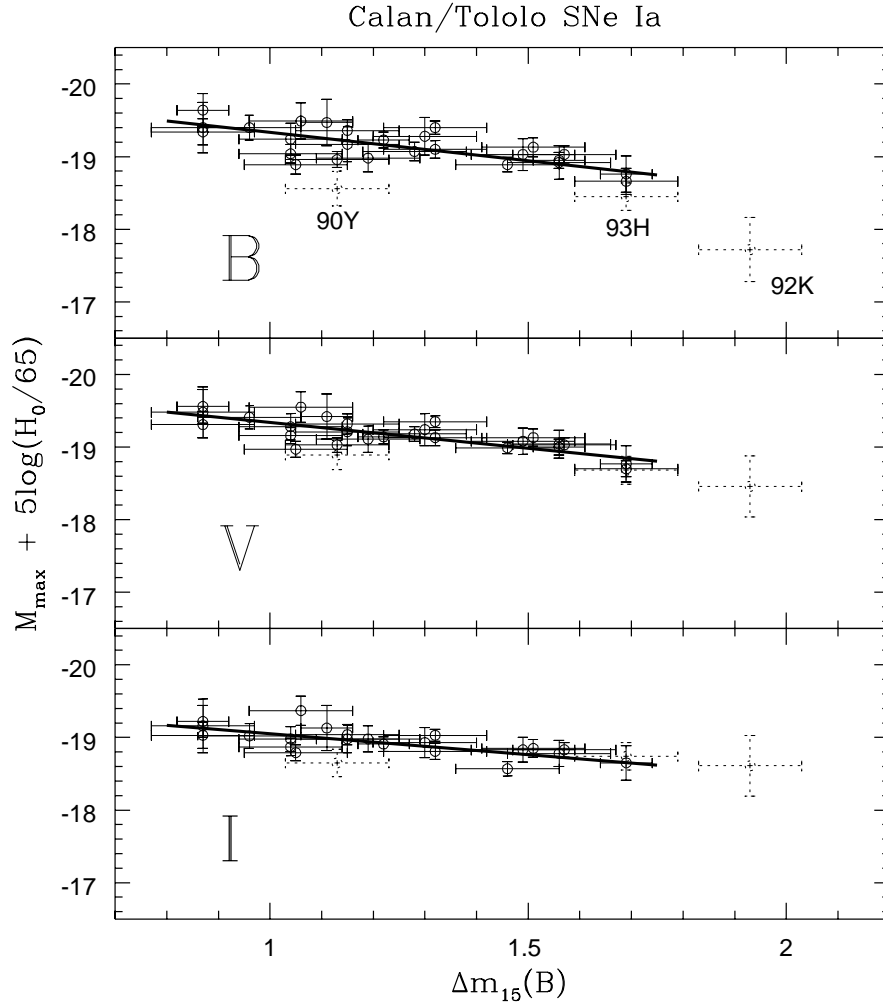


FIG. 3.1 – Corrélation entre la magnitude absolue et le paramètre de forme Δm_{15} , pour les bandes spectrales B , V et I . Le lot utilisé correspond à 29 supernovæ issues de la campagne du *Calan/Tololo*. Les supernovæ SN 1990Y, SN 1993H et SN 1992K sont anormalement rouges et n'ont pas été incluses dans l'ajustement. D'après Hamuy et al. (1996b).

La magnitude au maximum peut donc être corrigée de cette corrélation observationnelle afin d'en réduire la dispersion. Ainsi les dispersions des magnitudes en B , V et I trouvées par Hamuy et al. (1996b) sont :

$$\sigma_{M_B} = 0.17 \text{ mag} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{M_V} = 0.14 \text{ mag} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{M_I} = 0.13 \text{ mag.} \quad (3.4)$$

De telles dispersions en magnitude conduisent à des erreurs de l'ordre de $\sim 7\%$ sur la distance, ce qui confirme l'hypothèse que les supernovæ sont de bons indicateurs de distance.

3.1.2 Facteur d'étirement

Au sein du *Supernova Cosmology Project*, ou SCP (Perlmutter et al. 1999), la courbe de lumière se paramétrise à l'aide d'un facteur d'étirement, appelé *stretch factor*. Ce facteur consiste à étirer ou contracter l'axe des temps, de manière à ce que la courbe de lumière observée coïncide avec un patron de courbe de lumière. On utilisera pour la suite le patron défini par Goldhaber et al. (2001), pour lequel $s = 1$ dans la bande B , par définition.

Un tel facteur agit à la fois sur la montée et sur la descente de la courbe de lumière. Cependant, Goldhaber et al. (2001) ont montré qu'il ne s'applique que pour des phases comprises entre -20 et +40 jours, dans la bande B . Les courbes de lumière obtenues lors des campagnes menées par le SCP (Perlmutter et al. 1999) et le Calán/Tololo (Hamuy et al. 1995 ; Hamuy et al. 1996b) ont été ajustées pour mener cette étude.

Cette correction permet d'uniformiser les courbes de lumière, comme on le voit clairement sur la figure 3.2. La dispersion au maximum, jusqu'alors de 40 %, est réduite à seulement 20 %.

Mentionnons que le paramètre de forme Δm_{15} et le facteur d'étirement (en B) s_B sont reliés par :

$$\Delta m_{15} - 1.1 \simeq 1.7 (1 - s_B). \quad (3.5)$$

3.1.3 Méthode MLCS

La méthode *Multicolor Light Curve Shape*, ou MLCS, consiste à construire un patron de courbe de lumière, à partir d'un lot d'entraînement et à ajuster ensuite simultanément les courbes de lumière observées dans les différents filtres.

Riess et al. (1996) veulent tenir compte des variations observées dans les courbes de lumière et de couleur, et la luminosité intrinsèque. Pour cela, ils introduisent un paramètre permettant à la magnitude absolue de la supernova dans la bande V , M_V , de varier par rapport au patron de courbe $M_{V_{patron}}$. Ce paramètre, noté Δ , est défini par :

$$\Delta \equiv M_V(t_{max}) - M_{V_{patron}}(t_{max}). \quad (3.6)$$

Par convention, cette différence de magnitude au maximum dans la bande V est mesurée à la date du maximum, t_{max} , dans la bande B . Des fonctions dépendant du temps sont introduites afin de corriger les courbes de lumière et de couleur pour les ramener au patron de courbe. Ces fonctions sont notées respectivement $R_V(t)$ et $R_{couleur}(t)$. Ainsi les variations des courbes observées par rapport aux patrons de courbes sont caractérisées par les quantités $\Delta R_V(t)$ et $\Delta R_{couleur}(t)$.

La magnitude apparente m_V s'écrit alors :

$$m_V(t) = M_{V_{patron}}(t) + \Delta R_V(t) + \mu + bruit, \quad (3.7)$$

où μ est le module de distance (voir la définition dans l'annexe A). De la même manière, la courbe de couleur, ici $(B - V)$, se décrit par :

$$(B - V)(t) = (B - V)_{patron}(t) + \Delta R_{B-V}(t) + E_{B-V} + bruit, \quad (3.8)$$

où le terme E_{B-V} est l'excès de couleur dû au rougissement par les poussières de la galaxie hôte.

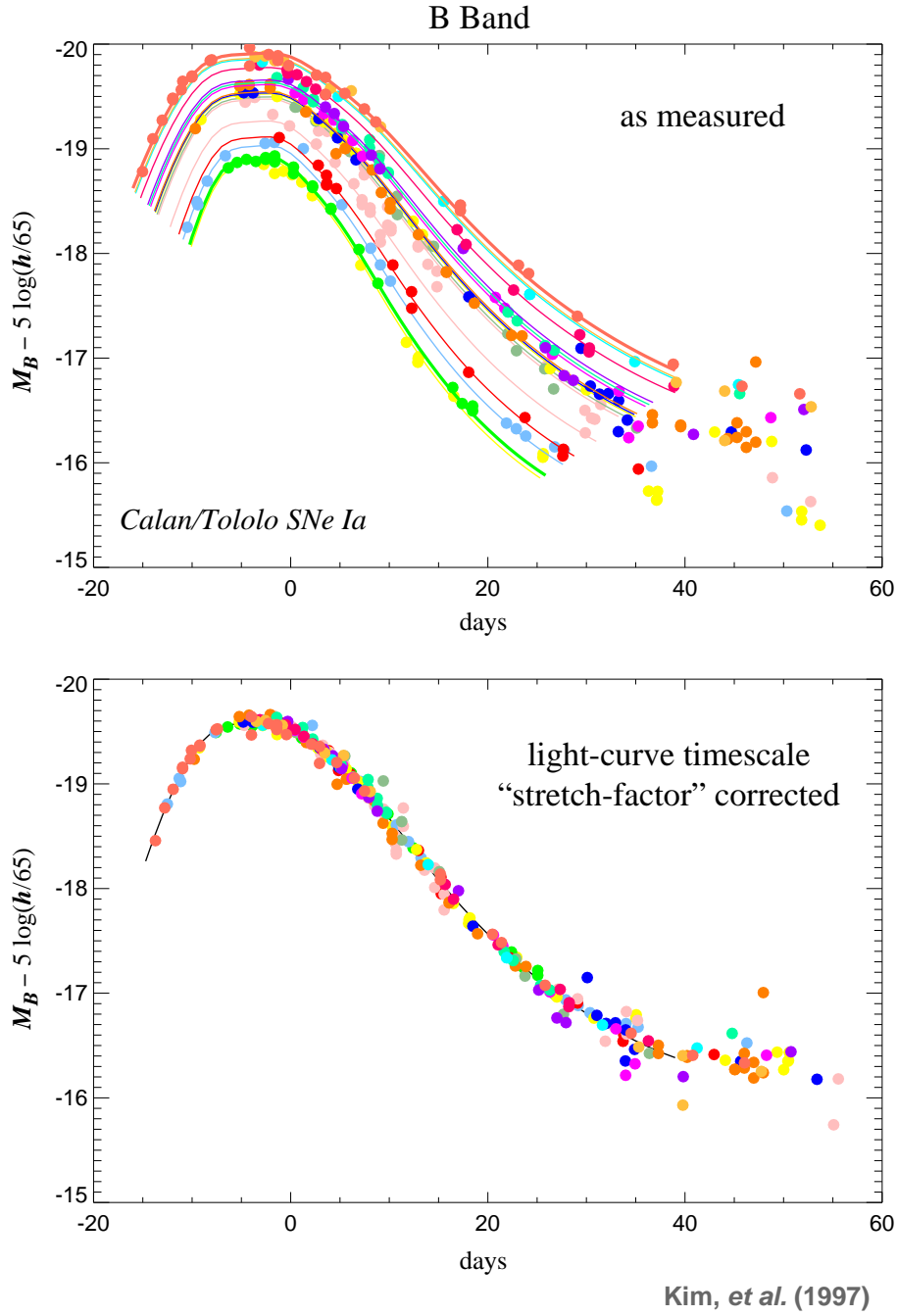


FIG. 3.2 – Effet du facteur d’étirement, ou stretch factor. La figure du haut présente les courbes de lumière d’une vingtaine de supernovæ observées par le Calan/Tololo. La dispersion au maximum est assez importante. Cependant on constate que plus une supernova est lumineuse plus son taux de décroissance est faible. La prise en compte de cette corrélation, par l’intermédiaire du facteur d’étirement, permet de réduire sensiblement cette dispersion, comme le montre la figure du bas.

Il est relié à l’extinction, notée A_V , par les lois du rougissement Galactique³ “standard” définies par Savage & Mathis (1979). On aura par exemple : $A_V = 3.1 \times E_{B-V}$. Notons cependant que Riess et al. (1996) supposent ici que les lois du rougissement s’appliquant dans notre Galaxie sont les mêmes pour la galaxie hôte.

Les patrons de courbe de lumière sont réalisés à partir d’un lot de supernovæ proches. Quant aux courbes correctives, $R_V(t)$ et $R_{couleur}(t)$, elles sont estimées par un minimum de χ^2 sur un échantillon d’entraînement.

La figure 3.3 illustre la réduction de la dispersion du diagramme de Hubble en utilisant cette méthode. La dispersion passe ainsi de $\sigma = 0.52$ mag lorsqu’aucune correction n’est appliquée, à $\sigma = 0.12$ mag avec la méthode MLCS.

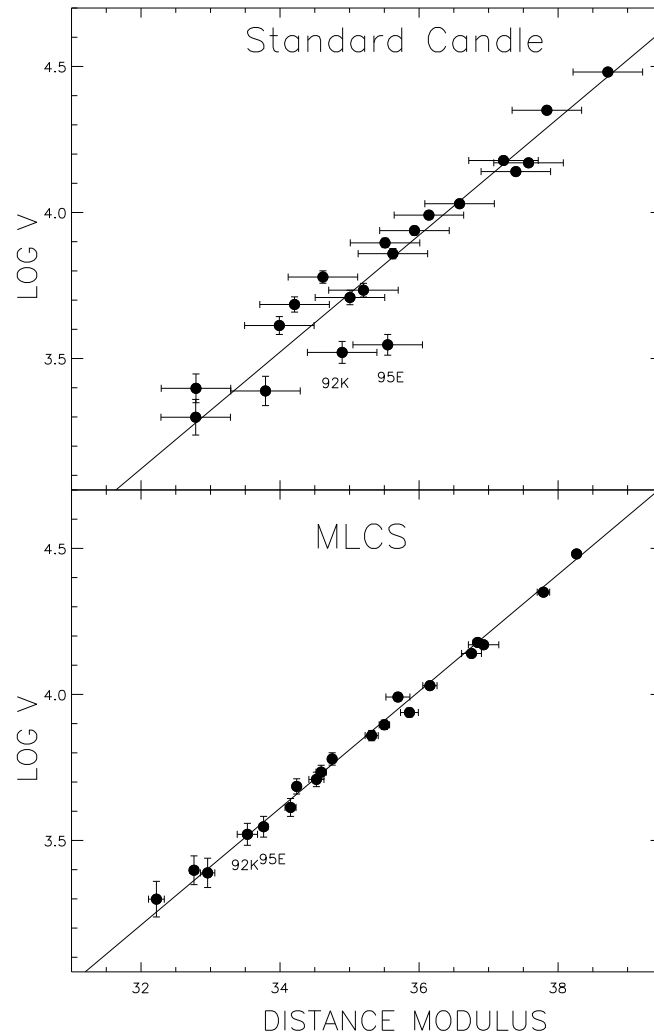


FIG. 3.3 – Diagramme de Hubble pour un lot de 20 supernovæ proches de vitesse de récession $V = cz$. En haut, aucune correction d’extinction ou de variation de la luminosité intrinsèque n’est appliquée. En bas, le module de distance est obtenu avec la méthode MLCS. La dispersion est alors réduite de manière significative. D’après Riess et al. (1996).

³On prendra la convention de mettre une majuscule à “Galaxie” lorsqu’il s’agit de la notre, et une minuscule dans le cas contraire.

Pour de plus amples détails sur cette méthode, on pourra consulter Riess et al. (1996), Riess et al. (1998) et Tonry et al. (2003).

Notons cependant que ce résultat ($\sigma = 0.12$ mag) a été obtenu sur un échantillon de seulement neuf supernovæ proches souffrant de grandes incertitudes sur les mesures d’extinction et de distance. De plus, d’autres analyses n’ont pu reproduire ce résultat ; notamment Jha (2002) qui trouve une dispersion de $\sigma = 0.18$ mag en appliquant le modèle MLCS sur un lot de données plus important.

3.1.4 Corrélation entre magnitude et couleur au maximum

Une corrélation entre la magnitude au maximum et la couleur a également été observée. La difficulté est de savoir s’il s’agit d’un effet dû uniquement au rougissement causé par la galaxie hôte et/ou d’un effet intrinsèque de la supernova.

Phillips et al. (1999) proposent une méthode pour estimer l’extinction due aux poussières de la galaxie hôte, en utilisant un lot de supernovæ découvertes par le Calan/Tololo. Ils partent de la constatation que la couleur ($B - V$) évolue de manière similaire entre 30 et 90 jours après le maximum dans la bande V , pour des supernovæ peu ou pas affectées par le rougissement. La loi déterminant l’évolution de cette couleur en fonction du temps, au-delà de 30 jours, est obtenue grâce à un lot de six supernovæ supposées, par les auteurs, peu ou pas affectées par le rougissement. Il est alors possible d’estimer l’extinction par la galaxie hôte pour chaque supernova, en comparant la couleur observée à celle attendue, et ce indépendamment de la dispersion intrinsèque de la couleur au maximum des supernovæ.

La figure 3.4 présente l’évolution de la magnitude, dans différentes bandes spectrales en fonction de la couleur ($B_{max} - V_{max}$), après avoir pris en compte les corrélations avec le paramètre Δm_{15} . Ils comparent les relations obtenues avec les lois de rougissement Galactique et constatent un assez bon accord, déduisant ainsi que les propriétés des poussières de la galaxie hôte sont semblables à celles des poussières de notre Galaxie.

Ils concluent de leur étude que la corrélation observée entre la magnitude au maximum et la couleur serait due uniquement à l’absorption par la galaxie hôte, qui influencerait alors le taux de décroissance. Le seul paramètre pertinent à prendre en compte serait donc Δm_{15} .

Cependant leur estimation du rougissement, basée uniquement sur six SNe Ia supposées non éteintes, semble être surévaluée d’après Parodi et al. (2000), n’excluant pas ainsi complètement la possibilité d’un effet dû à la couleur intrinsèque.

En outre, Tripp & Branch (1999) n’observent aucune corrélation entre couleur et taux de décroissance (voir figure 3.5). Ils utilisent donc ces deux paramètres indépendants (Δm_{15} et $(B_{max} - V_{max})$) pour paramétrer la courbe de lumière. La magnitude absolue corrigée, M_B^0 , s’écrit alors :

$$M_B^0 = M_B - b(\Delta m_{15} - 1.05) - R(B_{max} - V_{max}), \quad (3.9)$$

où b et R sont des paramètres à déterminer. R est un paramètre qui englobe à la fois le rougissement dû aux poussières de la galaxie hôte et les différences de couleur intrinsèque des SNe Ia.

La valeur de 1.05 qui intervient dans l’équation 3.9, est la valeur moyenne de Δm_{15} obtenue avec un lot de 13 supernovæ étudiées par Branch et al. (1996). C’est une valeur purement arbitraire, tout comme le choix de prendre une valeur moyenne de la couleur ($B_{max} - V_{max}$) nulle.

Parodi et al. (2000) utilisent de la même manière ces deux paramètres pour corriger la magnitude au maximum sur un lot de 35 supernovæ. La dispersion, après correction, est ainsi réduite à $\sigma \lesssim 0.13$ mag.

L’article de Reindl et al. (2005) fait suite à celui de Parodi et al. (2000). Ils décrivent comment corriger les magnitudes absolues de l’effet du rougissement dû aux poussières de la galaxie hôte. Ils se basent pour cela sur un échantillon d’objets supposés non rougis, afin de déterminer leurs couleurs intrinsèques. Cependant leur estimation du rougissement de la galaxie hôte demande de calculer la couleur de la supernova à 35 jours, où les courbes de lumière sont supposées avoir la même pente, d’après Phillips et al.

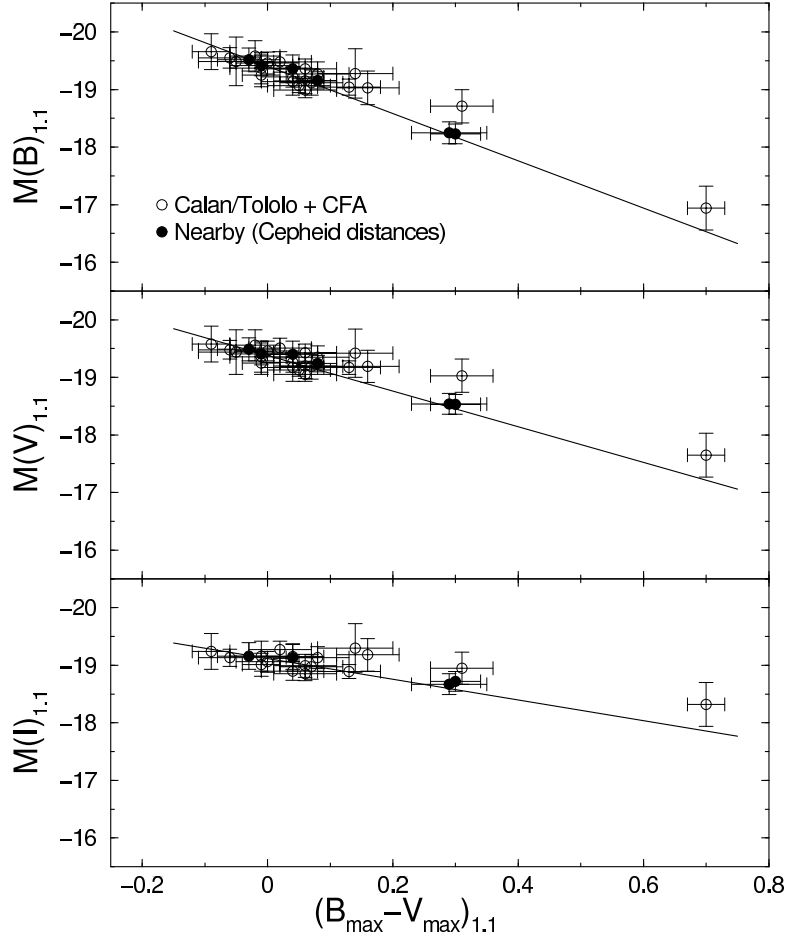


FIG. 3.4 – Relation magnitude absolue-couleur $(B_{\max} - V_{\max})$ pour un lot de supernovæ issues du Calan/Tololo. Les corrélations entre ces quantités et le facteur de décroissance ont été prises en compte. Le rougissement Galactique (Savage & Mathis 1979) est indiqué en trait plein. Figure extraite de Phillips et al. (1999).

(1999). Cette mesure de la couleur à 35 jours n'est cependant pas réalisable dès lors que l'on s'intéresse aux supernovæ à grands décalages vers le rouge, où la luminosité à cette période s'avère être assez faible.

Notre objectif dans la suite est d'effectuer des mesures de distance cosmologique, à l'aide de SNe Ia distantes (grands z) en construisant un estimateur de distance que l'on souhaite le plus simple, autrement dit un estimateur linéaire. Les corrélations observées entre la magnitude absolue et la couleur au maximum ne peuvent s'interpréter comme un effet dû uniquement au rougissement par les poussières de la galaxie hôte, comme nous venons de le voir. Un effet additionnel de couleur intrinsèque de la supernova entre en jeu. Les SNe Ia sont donc une famille d'objets à deux paramètres, et nous choisirons dans la suite un estimateur de distance qui soit fonction de ces deux paramètres : facteur d'étirement et couleur au maximum.

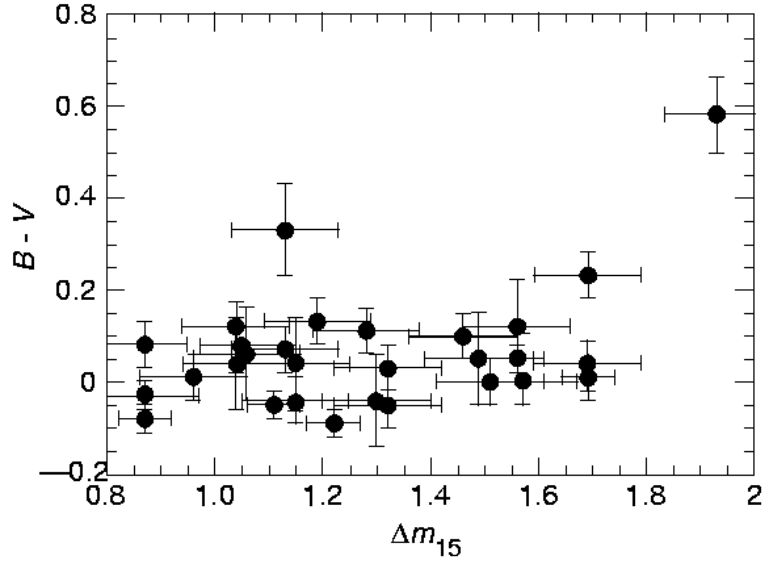


FIG. 3.5 – Représentation de la couleur ($B_{max} - V_{max}$) en fonction du paramètre Δm_{15} , pour les 29 SNe mesurées par le Calán/Tololo. D'après Tripp & Branch (1999).

3.1.5 Corrélations avec la morphologie de la galaxie hôte

Des corrélations ont été mises en évidence par (Hamuy et al. 1996b) entre la luminosité des supernovæ et le type de la galaxie hôte. Ils ont noté que les SNe Ia survenant dans les galaxies de type E/S0 sont moins lumineuses que celles apparaissant dans les galaxies spirales, plus récentes et site d'une intense formation stellaire. Les populations jeunes semblent donc produire les SNe Ia les plus brillantes ce qui peut s'expliquer par une différence de composition chimique au niveau du progéniteur (Hamuy et al. 2000 ; Reindl et al. 2005).

Une étude a été réalisée par Sullivan et al. (2003) pour tester l'influence que peut avoir la morphologie de la galaxie hôte des SNe Ia sur les résultats cosmologiques. Ils ont pour cela construit un diagramme de Hubble où est indiqué le type de la galaxie hôte. Ce diagramme est représenté sur la figure 3.6. Il s'avère qu'aucun effet systématique n'est visible et que les résultats cosmologiques sont indépendants du type de la galaxie hôte.

3.1.6 Corrélations spectrales

Les corrélations évoquées ci-dessus concernent uniquement les propriétés de la courbe de lumière, mais des corrélations ont également été observées au niveau spectral. En effet, Nugent et al. (1995) ont mis en évidence l'existence d'une relation entre la magnitude absolue en B , notée M_B , et les rapports des raies de calcium, noté $\mathcal{R}(\text{CaII})$, et de silicium, noté $\mathcal{R}(\text{SiII})$. La définition de ces rapports est illustrée sur la figure 3.7.

Cette corrélation est néanmoins difficile à exploiter, notamment pour des supernovæ lointaines, car lorsque le spectre est décalé vers le rouge, les raies de SiII disparaissent dans l'infrarouge. De plus, il est nécessaire de disposer de spectres de bonne qualité bénéficiant d'un bon suivi spectroscopique, afin de calculer au mieux ces rapports, ce qui n'est pas toujours le cas.

Nous avons vu ici qu'il est possible de réduire la dispersion de la magnitude au maximum des SNe Ia, en corrigeant des corrélations observées (magnitude/décroissance de la courbe de lumière et magni-

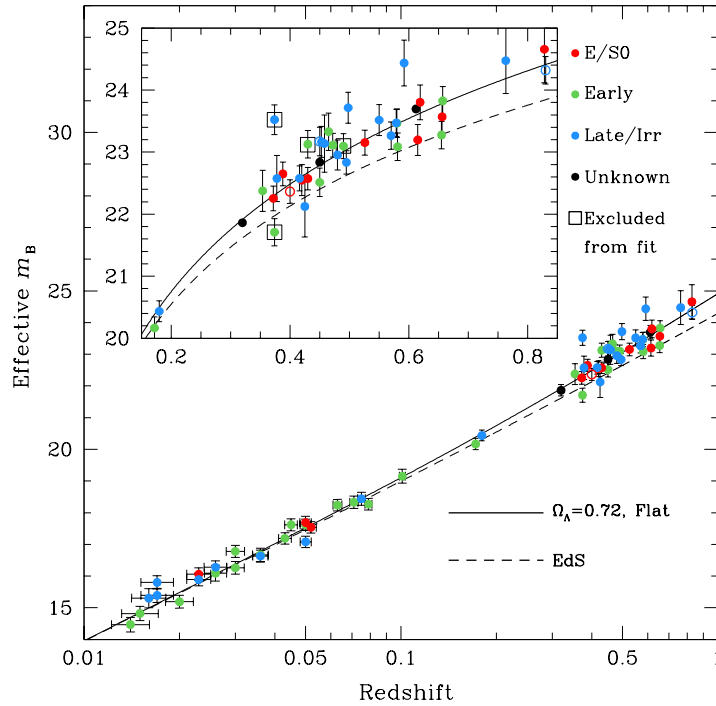


FIG. 3.6 – Diagramme de Hubble en fonction du type de la galaxie hôte. D’après ?).

tude/couleur au maximum).

Les SNe Ia peuvent donc être considérées comme de très bons indicateurs de distances. Il ne reste plus qu’à construire le diagramme de Hubble afin de déterminer les paramètres cosmologiques.

3.2 Diagramme de Hubble

Comme nous l’avons vu dans le chapitre 1, le diagramme de Hubble représente l’évolution de la magnitude m en fonction du décalage vers le rouge z . Nous rappelons ici la relation $m(z)$:

$$m(z) = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_0}, \quad (3.10)$$

avec f_0 un flux de référence et f le flux de l’objet qui est relié à la distance de luminosité d_L (cf. équation 1.57). Cette distance de luminosité s’exprime par :

$$d_L(z, H_0, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0}) = \frac{1+z}{H_0 |\Omega_{k_0}|^{1/2}} \mathcal{S}_k(\chi(z, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})), \quad (3.11)$$

où $\chi(z, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ est défini dans l’équation 1.53, et $\mathcal{S}_k(x)$ est égal à $\sin x$, x ou $\sinh x$, suivant que k est égal à -1 , 0 ou 1 (cf. chapitre 1).

Cependant, dans la pratique, la construction du diagramme de Hubble demande de prendre en compte certaines corrections, dues à des effets expérimentaux, que nous allons présenter dans les paragraphes qui suivent.

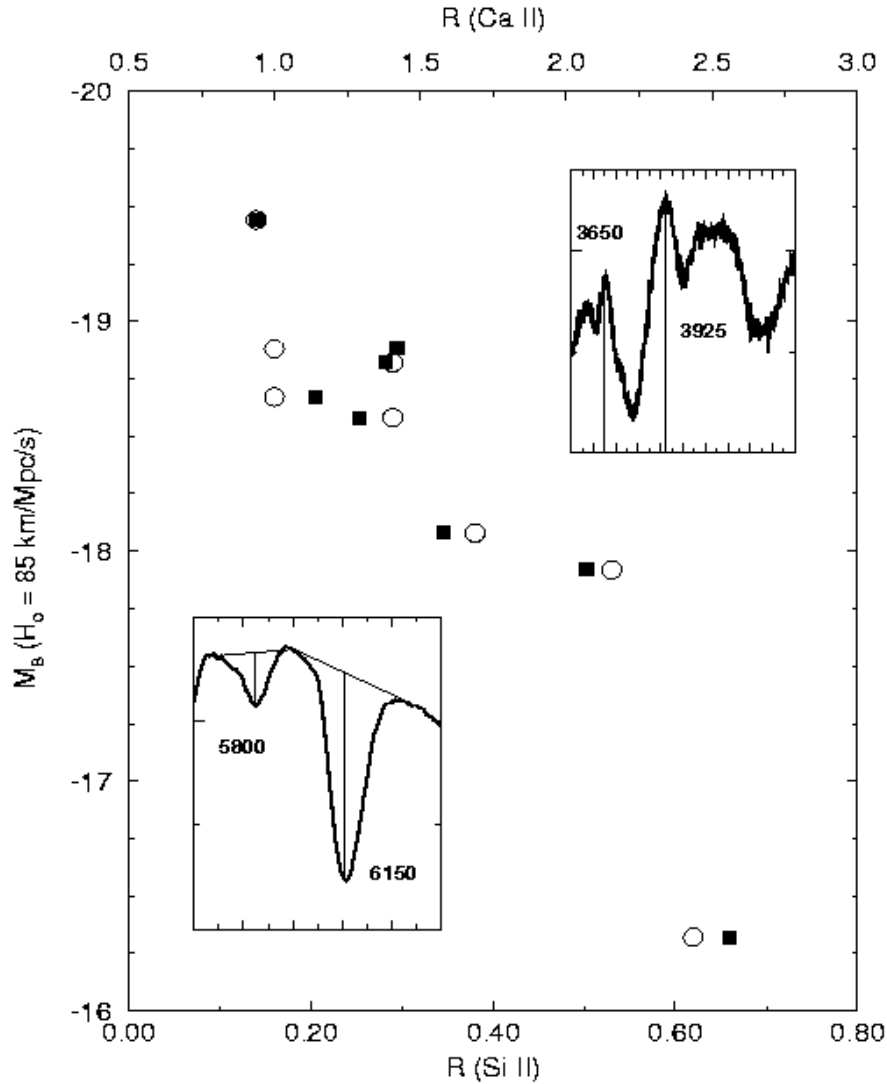


FIG. 3.7 – Corrélations spectrales observées entre la magnitude absolue en B , M_B et les rapports $\mathcal{R}(\text{CaII})$ (carrés) et $\mathcal{R}(\text{SiII})$ (cercles). $\mathcal{R}(\text{CaII})$ est défini comme le rapport du flux entre la raie à 3925 Å et celle à 3650 Å. $\mathcal{R}(\text{SiII})$ est, lui, défini par le rapport des raies d'absorption à 6150 et 5800 Å. D'après Nugent et al. (1995).

3.2.1 Les corrections K

En astronomie, les flux des objets sont mesurés à travers des filtres instrumentaux qui sont limités en bande passante. Cependant, du fait de la distance, le spectre de l'objet peut être décalé vers le rouge. Cela a pour conséquence que la partie du spectre intégrée à travers la bande passante, qui reste bien évidemment *fixe*, varie. Cet effet est illustré sur la figure 3.8.

Or les mesures de distance de luminosité sont basées sur la comparaison de chandelles standard proches et lointaines. Il est donc nécessaire de corriger de cet effet pour ramener les magnitudes dans un même référentiel photométrique (celui de la supernova). Cette correction est appelée la *correction-K*.

La correction-K consiste donc à calculer le rapport entre le flux mesuré dans un filtre observateur, et celui mesuré dans un filtre "fidélité", dans le référentiel de la supernova.

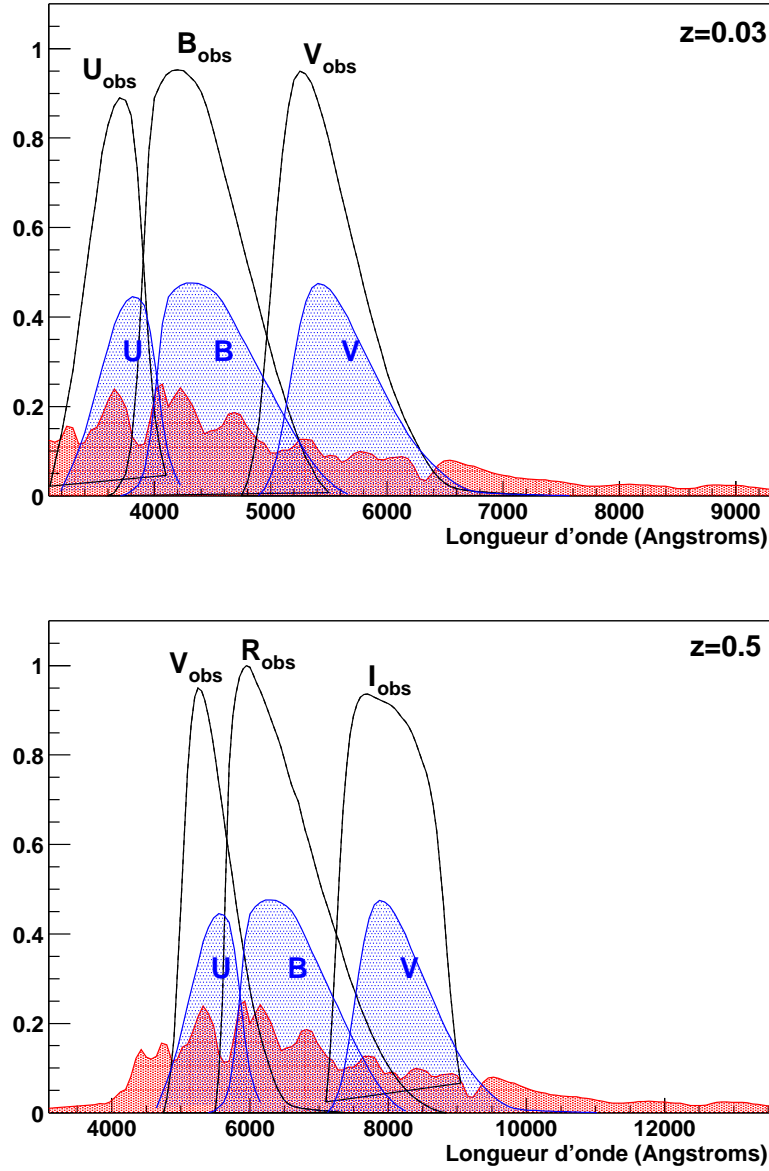


FIG. 3.8 – Effet du décalage vers le rouge. Dans le cas d’une supernova proche, $z = 0.03$ (en haut), le spectre est peu décalé vers les grandes longueurs d’onde. Ainsi le flux dans la bande B de la supernova peut être mesuré en observant celle-ci dans le filtre B standard. Par contre, pour un objet plus lointain, $z = 0.5$ (en bas), il convient d’observer celle-ci dans le filtre R standard afin de mesurer son flux en B , où la luminosité est maximale.

Le flux observé f_{obs} d’un objet dans un filtre de transmission $T(\lambda)$ s’exprime par :

$$f_{obs} = \int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda, \quad (3.12)$$

où $S(\lambda)$ est le spectre de l’objet considéré. Si l’on veut exprimer le flux f_{SN} de la supernova dans son référentiel, il faut tenir compte de l’expansion qui dilate les longueurs d’onde : $\lambda_{SN} = \frac{\lambda}{1+z}$. De la même manière, la transmission de la bande passante “fixative” dans le référentiel de la supernova est

affectée par l'expansion, faisant également intervenir un facteur $(1 + z)$.

Finalement la correction-K exprimée en flux, notée K^f , s'écrit :

$$K^f(z) = (1 + z) \times \frac{\int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda/(1+z))T(\lambda)d\lambda}. \quad (3.13)$$

En utilisant le système de magnitude, la correction-K est, d'après la définition donnée par Oke & Sandage (1968) :

$$K(z) = 2.5 \log_{10}(1 + z) + 2.5 \log_{10} \left[\frac{\int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda/(1+z))T(\lambda)d\lambda} \right]. \quad (3.14)$$

Les magnitudes peuvent donc être ramenées à un même décalage spectral z par :

$$m(z = 0) = m(z) - K(z). \quad (3.15)$$

Dans le cas des supernovæ proches, cette correction est assez faible, seulement de l'ordre de 0.1 magnitude (Hamuy et al. 1993), mais elle devient plus importante pour des supernovæ à grands décalages vers le rouge.

Un moyen de minimiser cet effet est de choisir le filtre standard d'observation de manière à être le plus proche de la bande passante qui nous intéresse, dans le référentiel au repos de la supernova (Kim et al. 1996). Cette correction inter-bandes s'écrit, en flux :

$$K_{ij}^f(z) = (1 + z) \times \frac{\int S(\lambda)T_i(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda/(1+z))T_j(\lambda)d\lambda}, \quad (3.16)$$

où $K_{ij}^f(z)$ est la correction pour passer du filtre i de transmission $T_i(\lambda)$ au filtre j de transmission $T_j(\lambda)$.

Pour exprimer la correction-K inter-bandes en magnitude, il faut se rappeler que la magnitude compare le flux d'un objet à un flux de référence (cf. équation 3.10). La contribution du flux de l'objet de référence se trouvait annulée dans le cas précédent, car la correction-K se faisait dans le même filtre. Ici, pour la correction inter-bandes, il faut en tenir compte. Ainsi on a :

$$K_{ij}(z) = 2.5 \log_{10}(1 + z) + 2.5 \log_{10} \left[\frac{\int S(\lambda)T_i(\lambda)d\lambda}{\int S(\lambda/(1+z))T_j(\lambda)d\lambda} \frac{\int S_0(\lambda)T_j(\lambda)d\lambda}{\int S_0(\lambda)T_i(\lambda)d\lambda} \right], \quad (3.17)$$

où $K_{ij}(z)$ est la correction pour passer du filtre i au filtre j , et $S_0(\lambda)$ est le spectre de l'étoile de référence. On remarque que si les deux filtres sont identiques, c'est-à-dire si $T_i(\lambda) = T_j(\lambda)$, on retrouve bien la correction-K standard définie dans l'équation 3.14.

3.2.2 Absorption

Les poussières situées le long de la ligne de visée absorbent une partie des photons émis par une source et modifient ainsi le spectre de cette dernière. Cette absorption est fonction de la longueur d'onde : plus la longueur d'onde est courte plus l'absorption sera importante. C'est pourquoi l'objet nous apparaît rougi.

De plus, cette absorption dépend de l'épaisseur κ de la colonne de poussière traversée de la façon suivante :

$$f_{obs} = 10^{-0.4\kappa g(\lambda)} f_{int} \quad (3.18)$$

où f_{obs} et f_{int} sont respectivement les flux observé (donc après absorption) et intrinsèque (avant absorption) de l'objet considéré. La fonction $g(\lambda)$ dépend du type des poussières traversées.

On définit généralement l'absorption absolue A_λ (qui varie en $1/\lambda$ dans le visible) pour une longueur d'onde donnée comme :

$$m_{obs} = m_{int} + A_\lambda. \quad (3.19)$$

En pratique, on caractérise la quantité de poussières traversées par l'*excès de couleur* $E(B - V)$ qui est défini par :

$$E(B - V) = A_B - A_V = (B - V)_{obs} - (B - V)_{int}, \quad (3.20)$$

où $(B - V)_{obs}$ et $(B - V)_{int}$ correspondent respectivement aux couleurs $B - V$ observée et intrinsèque de l'objet.

Les poussières réémettent une partie de l'énergie absorbée dans l'infrarouge lointain, ce qui permet de les détecter. L'instrument DIRBE, embarqué sur le satellite COBE, a ainsi pu dresser des cartes de poussières interstellaires (Schlegel et al. 1998). La figure 3.9 montre la distribution de l'émission infrarouge dans notre Galaxie. L'excès de couleur $E(B - V)$ dans notre Galaxie sera donc calculé à partir de ces cartes.

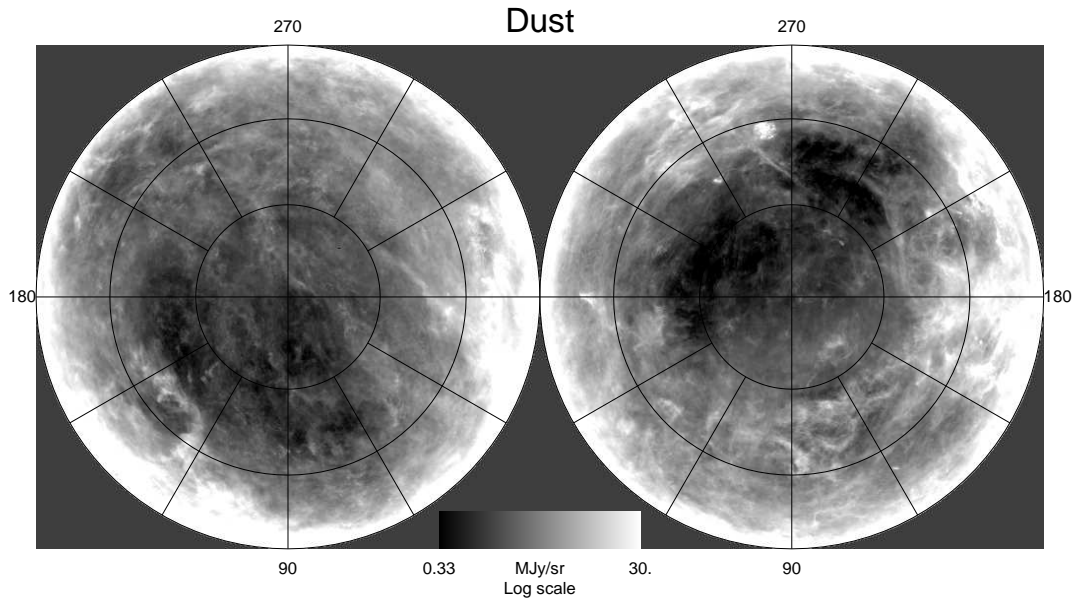


FIG. 3.9 – Carte des poussières interstellaires de notre Galaxie construite à partir des observations de DIRBE installé à bord du satellite COBE. D'après Schlegel et al. (1998).

Plus généralement, on définit l'excès de couleur pour toutes les longueurs d'onde par rapport au visible comme :

$$E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V, \quad (3.21)$$

avec $A_V \equiv R_V E(B - V)$ et A_λ l'absorption absolue à toutes les longueurs d'onde. Le terme R_V dépend de la nature des poussières traversées, la valeur moyenne admise, pour le milieu interstellaire diffus, est de $R_V = 3.1$. En pratique, la fonction $g(\lambda)$ est représentée par la quantité A_λ/A_V .

3.2.3 Les poussières grises

La présence de poussières grises dans le milieu intergalactique pourrait simuler l'effet d'une constante cosmologique non nulle, comme l'a montré Aguirre (1999b) et Aguirre (1999a). En effet, ces poussières,

possédant une taille relativement importante ($\sim 0.1 \mu\text{m}$), affecteraient toutes les longueurs d'onde de manière équivalente, n'engendrant donc pas de rougissement comme dans le cas des poussières ordinaires.

Si cette poussière est répartie uniformément, sa quantité le long de la ligne de visée augmente avec le décalage spectral. Par conséquent, les supernovæ lointaines nous apparaissent plus faibles que dans un univers vide. Cependant, l'observation de SNe Ia à de grandes distances ($z > 1$) permet de discriminer entre les modèles de poussières grises et ceux avec constante cosmologique. En effet, à cette époque et pour les modèles $\Omega_\Lambda \neq 0$, la densité de matière prédomine traduisant un univers en décélération, et donc des SNe Ia lointaines plus brillantes que dans un univers vide.

La découverte de SNe Ia lointaines, SN 1997ff à $z \sim 1.7$ (Riess et al. 2001) et, SN 2002d et SN 2002dd à $z = 0.47$ et $z = 0.95$ respectivement (Blakeslee et al. 2003), semblait indiquer un désaccord avec les modèles de poussières grises. Cette tendance s'est vu confirmer avec l'observation de supernovæ à grands décalages vers le rouge, $z > 1$, à l'aide du télescope spatial Hubble (HST) comme on peut le voir sur la figure 3.10.

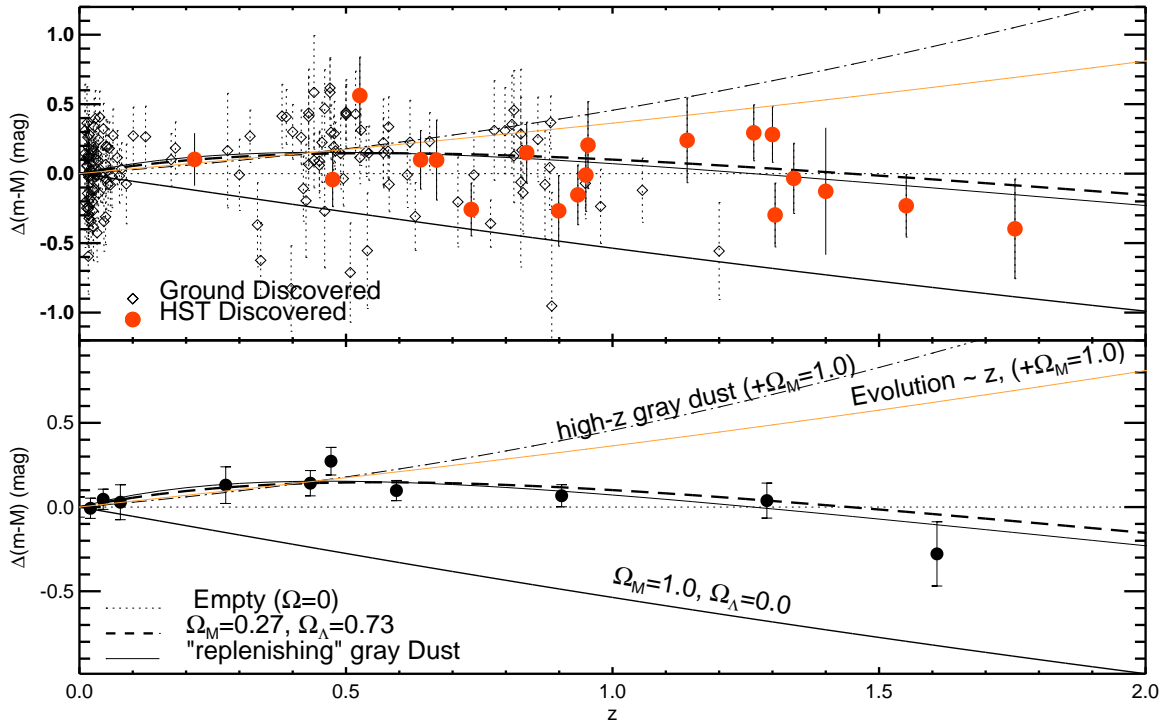


FIG. 3.10 – Résidus au diagramme de Hubble et comparaison entre différents modèles cosmologiques. Les modèles sont indiqués par rapport à un modèle d'univers vide ($\Omega = 0$). En haut, sont représentées les supernovæ découvertes au sol (losanges ouverts) ainsi que celles découvertes grâce au télescope spatial Hubble (ronds rouges). En bas, les moyennes pondérées sont regroupées en intervalle de décalage spectral. Le modèle faisant intervenir les poussières grises semble exclu. D'après Riess et al. (2004).

En revanche, le modèle de poussières grises réapprovisionnées (*replenishing dust*) par les éjections de matière venant des supernovæ, et pour lequel la constante cosmologique est nulle, n'est pas exclu par les données observationnelles. Ce dernier modèle est quasiment indistinguable d'un modèle avec $\Omega_\Lambda \neq 0$ car l'affaiblissement de la luminosité est directement proportionnel à la distance parcourue, reproduisant

ainsi les effets d'une constante cosmologique. On ne peut donc discriminer entre ce modèle et celui d'un univers dominé par la constante cosmologique en faisant des mesures de distance de luminosité, comme c'est notre cas. Ce modèle n'est cependant pas une alternative simple au modèle $\Omega_\Lambda \neq 0$, il demande notamment de déterminer avec précision l'opacité des poussières, le taux de réapprovisionnement et sa vitesse. Aussi nous ne considérerons dans la suite que le modèle d'un univers dominé par Ω_Λ .

Les données attendues avec le satellite SNAP, des SNe Ia à des décalages spectraux allant jusqu'à 2, permettront de mesurer les propriétés des poussières jusqu'à des distances cosmologiques (voir Goobar et al. (2002) pour plus de détails).

3.2.4 L'évolution

La mesure de distances à l'aide des SNe Ia est basée sur l'hypothèse que celles-ci sont identiques quelque soit le décalage vers le rouge considéré, c'est-à-dire qu'elles n'ont pas subi d'évolution au cours du temps. En effet, des changements dans la composition chimique ou dans la masse du progéniteur entraîneraient des différences au niveau de la luminosité au maximum entre des supernovæ proches et lointaines.

Des SNe Ia lointaines intrinsèquement moins brillantes que des proches, du fait d'une évolution, pourraient ainsi imiter l'effet d'une constante cosmologique non nulle. Le rôle possible d'une telle évolution est discuté dans Drell et al. (2000)

Cependant un changement dans la composition chimique et notamment dans la métallicité devrait être visible au niveau des spectres. Ce qui ne semble toutefois pas être le cas. En effet, lorsqu'on regarde la figure 3.11 qui compare des spectres de supernovæ proches à celui d'une supernova lointaine, SN 1997ap à $z = 0.83$, aucune différence n'est visible.

3.2.5 Les effets de sélection

La recherche de supernovæ est limitée par la sensibilité des instruments ce qui conduit à sélectionner préférentiellement les objets les plus lumineux, lorsque l'on regarde à la limite de détection. Cet effet de sélection, connu sous le nom de *biais de Malmquist*, peut biaiser les mesures cosmologiques. Il affecte autant les supernovæ proches que les supernovæ lointaines.

Cependant les SNe Ia sont considérées comme des estimateurs de distances précis, ayant une faible dispersion intrinsèque de leur luminosité au maximum, ce qui conduit à un biais relativement bas. Knop et al. (2003) trouvent un biais de l'ordre de 0.02 mag et de 0.03 mag avec leurs lots de SNe Ia lointaines et proches, respectivement. Les deux effets se compensent en bonne partie.

3.2.6 Effet de lentille gravitationnelle

Au cours de son trajet pour nous parvenir, la lumière provenant des astres peut se retrouver amplifiée, ou désamplifiée, par les structures à grande échelle dans l'univers (amas de galaxies par exemple). Cela a pour effet d'altérer les magnitudes des supernovæ, notamment à grands décalages vers le rouge. Ainsi la distribution des flux observés se retrouve biaisée par ce processus appelé *lentille gravitationnelle*.

Cet effet est d'autant plus important que le décalage vers le rouge est grand. Pour $z = 0.5$, il est négligeable, $\sim 0.5\%$ (Wambsganss et al. 1997), alors qu'à $z = 1.5$ celui-ci peut être atteindre 25 % (Holz 1998). Knop et al. (2003) ont montré, grâce à des simulations, que la valeur de Ω_M subissait systématiquement un décalage de 0.01, avec une dispersion de 0.01. C'est la valeur qu'ils adoptent comme erreur systématique due à l'effet de lentille gravitationnelle, pour leur lot de supernovæ.

Dans l'idéal, il faudrait disposer d'un large échantillon de supernovæ à chaque décalage vers le rouge pour pouvoir moyenner cet effet (Perlmutter & Schmidt 2003).

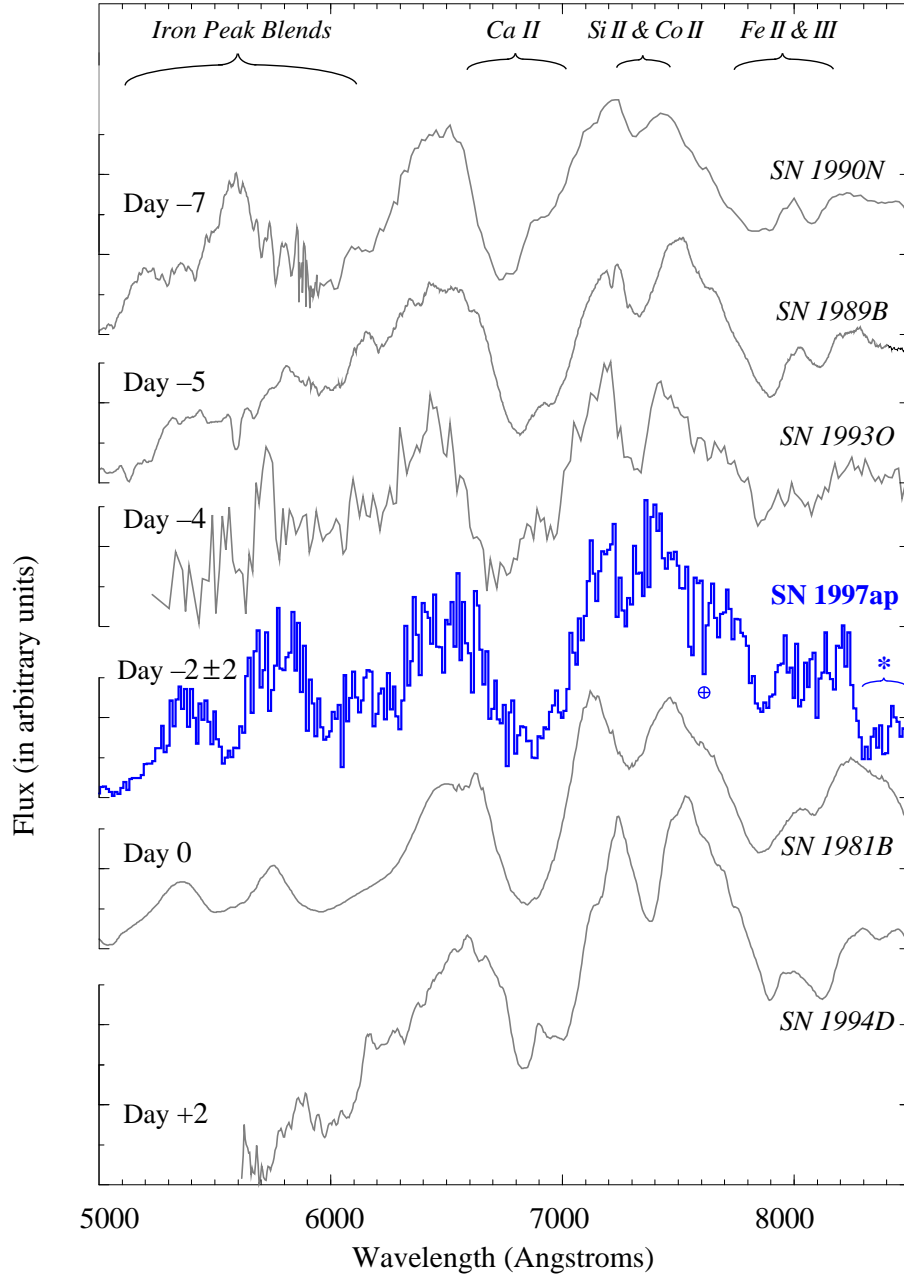


FIG. 3.11 – Comparaison entre des spectres de supernovæ proches et celui de SN 1997ap qui se trouve à $z = 0.83$. Tous les spectres sont ramenés dans le même référentiel que SN 1997ap. Aucune différence notable n'est visible, suggérant qu'il n'y a pas d'effet d'évolution. D'après Perlmutter et al. (1998).

3.3 Conclusion

Nous venons de voir que l'observation de plusieurs courbes de lumière de SNe Ia a permis de mettre en évidence les corrélations magnitude au maximum-vitesse de décroissance d'une part, et magnitude au maximum-couleur d'autre part. Ainsi, en prenant en compte ces corrélations par l'intermédiaire des paramètres Δm_{15} ou s et de la couleur ($B_{max} - V_{max}$), la dispersion au maximum des supernovæ se trouve réduite.

Les SNe Ia peuvent alors être considérées comme de très bons estimateurs de distance. La construction du diagramme de Hubble, après avoir pris en compte un certain nombre de corrections pouvant affecter les mesures, permet de contraindre les paramètres cosmologiques. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un grand nombre de supernovæ de type Ia à grands décalage vers le rouge. C'est dans ce but que s'inscrit précisément le projet SNLS, *SuperNova Legacy Survey* que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Contexte expérimental

Introduction

L'observation de supernovæ de type Ia, à la fin des années 90, par deux équipes indépendantes (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999), a permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers, interprétable comme la présence d'une composante supplémentaire dans l'univers. Cette composante, désignée sous le terme d'*énergie noire*, constituerait environ 70 % du contenu de l'univers. Elle est à ne pas confondre avec la *matière noire*, matière qui ne peut être vue mais qui exerce cependant une influence gravitationnelle, et dont la densité varie avec le facteur d'échelle ; alors que la densité de l'énergie noire reste constante.

La motivation aujourd'hui est de confirmer le résultat obtenu par les deux équipes précédentes et de comprendre la nature de cette nouvelle composante, tout en améliorant la précision sur les mesures grâce à l'observation d'un nombre important de supernovæ de type Ia à de grands décalages vers le rouge.

C'est dans un tel cadre que s'inscrit le programme SNLS que nous allons décrire. Nous présenterons également les différentes étapes menant à la découverte d'une SN Ia, à partir des images brutes fournies par le télescope.

4.1 Le projet SNLS

Le projet *SuperNova Legacy Survey* (SNLS¹) s'inscrit dans un vaste programme d'observation du ciel : le *Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey* (CFHTLS²). Ce programme utilise un imageur grand champ, appelé *MegaPrime*, afin d'effectuer trois types de relevés différents :

1. le *Very Wide Survey* qui couvre un champ très large de 1300 deg^2 et peu profond. L'objectif de ce projet est de fournir un échantillon sans précédent des astéroïdes présents dans notre système solaire au-delà de Neptune, en observant le plan de l'écliptique. Cela permettra également d'observer les étoiles de notre Galaxie dans trois bandes spectrales (g', r', i'), afin d'étudier les populations stellaires (y compris les naines blanches et les naines brunes), les structures galactiques mais aussi les structures à très grande échelle ;
2. le *Wide Survey* qui couvre un champ de 170 deg^2 , dans plusieurs bandes (u^*, g', r', i', z'), et jusqu'à des magnitudes $i' = 24.5$, afin d'étudier les grandes structures et la distribution de matière dans l'univers à l'aide de l'effet de cisaillement gravitationnel. Le spectre de puissance de ce cisaillement gravitationnel est relié aux paramètres cosmologiques (notamment à l'amplitude des

¹<http://www.cfht.hawaii.edu/SNLS/>

²<http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/>

fluctuations sur une échelle de $8 h^{-1}$ Mpc, notée σ_8 , et à Ω_M). La première détection de cet effet de cisaillement a été faite au CFHT, à l'aide des imageurs ayant précédé MegaCam (Van Waerbeke et al. 2000), et confirmée depuis. L'objectif de ce programme est d'améliorer d'une part la précision des mesures en augmentant la surface couverte, d'un facteur de l'ordre de 20, et d'autre part d'étudier la variation du cisaillement avec le décalage spectral z ;

3. le *Deep Survey*, dont fait partie le projet SNLS, qui couvre 4 deg^2 du ciel, répartis dans quatre champs indépendants, avec une grande profondeur et dans les 5 filtres disponibles (u^*, g', r', i', z'). Ce projet est principalement dédié à la détection et au suivi d'un grand nombre de SNe Ia, dans le but de déterminer les paramètres de l'énergie noire avec une très grande précision. Les observations, dans ce cas, consistent à prendre plusieurs poses durant une seule nuit dans toutes les bandes, excepté le u^* ; l'image profonde est alors obtenue par empilement de ces différentes poses. Un large échantillon de galaxies et de quasars sera également disponible et permettra d'apporter de fortes contraintes sur l'évolution galactique ainsi que sur la formation stellaire.

Plus de 450 nuits sur 5 ans sont consacrées au projet du CFHTLS, pour un total d'environ 50 % du temps noir et gris (période centrée sur une nouvelle Lune). Le volume de temps alloué à chaque relevé est indiqué dans le tableau 4.1.

Type de relevé	Surface couverte	Temps total d'intégration par bande					Total des nuits
		u^*	g'	r'	i'	z'	
<i>Very Wide Survey</i>	1300 deg^2	-	600 s	560 s	540 s	-	110 (22 %)
<i>Wide Survey</i>	170 deg^2	6000 s	2500 s	2000 s	4300 s	7200 s	162 (34 %)
<i>Deep Survey</i>	4 deg^2	33 h	33 h	66 h	132 h	66 h	202 (44 %)

TAB. 4.1 – Temps alloué aux différents relevés du CFHTLS. Ces informations sont tirées de CFHTLS (2004).

Dans le cadre du programme SNLS, les nuits d'observation sont centrées sur une nouvelle Lune. Le détail du volume de temps consacré à chaque bande spectrale, en fonction de la nuit d'observation, pour une lunaison type, est présenté dans le tableau 4.2.

Nuits d'observation	Temps total d'intégration par bande			
	g'	r'	i'	z'
Nuit 1	1125 s	1500 s	3600 s	3600 s
Nuit 5	1125 s	1500 s	1800 s	-
Nuit 9	1125 s	1500 s	3600 s	3600 s
Nuit 13	-	1500 s	1800 s	-
Nuit 17	-	1500 s	3600 s	3600 s

TAB. 4.2 – Temps alloué dans les différentes bandes spectrales, en fonction de la nuit d'observation pour une campagne typique, dans le cadre de SNLS. Les nuits sont centrées sur une nouvelle Lune, correspondant généralement à la Nuit 9.

L'instrument MegaPrime fonctionne en mode QSO, *Queued Service Observations*, c'est-à-dire que les différents programmes sont mis dans une file d'attente et sont classés par ordre de priorité. Ce sont les astronomes résidents qui assurent les observations. Ils attribuent le temps télescope aux différents programmes en fonction de leur priorité et des conditions météo. Cela permet d'adapter les exigences techniques des programmes (comme par exemple la qualité d'image) avec les conditions météo réelles et de mutualiser les pertes dues au mauvais temps. Pour des observations critiques en temps, comme dans le cas des supernovæ, l'observation demandée doit être faite dès que possible. Elle est considérée comme

perdue, si n'ayant pas été faite (pour cause de mauvaise météo par exemple), une observation du même champ et dans la même bande rentre en fi le d'attente.

4.1.1 Les objectifs

Prévu pour une durée de 5 ans, le projet SNLS a débuté au printemps 2003. Son but est de récolter un large échantillon de SNe Ia (plusieurs centaines, ce qui multipliera ainsi par 10 la statistique actuelle) à des décalages vers le rouge compris entre 0.3 et 1, avec une meilleure qualité photométrique et de plus nombreuses bandes qu'auparavant. Une telle étude permettra de mesurer précisément non seulement les paramètres cosmologiques (Ω_M, Ω_Λ), mais également d'obtenir une mesure de l'équation d'état de l'énergie noire, w , avec une précision de l'ordre de $\sim 10\%$, comme l'indique la figure 4.1.

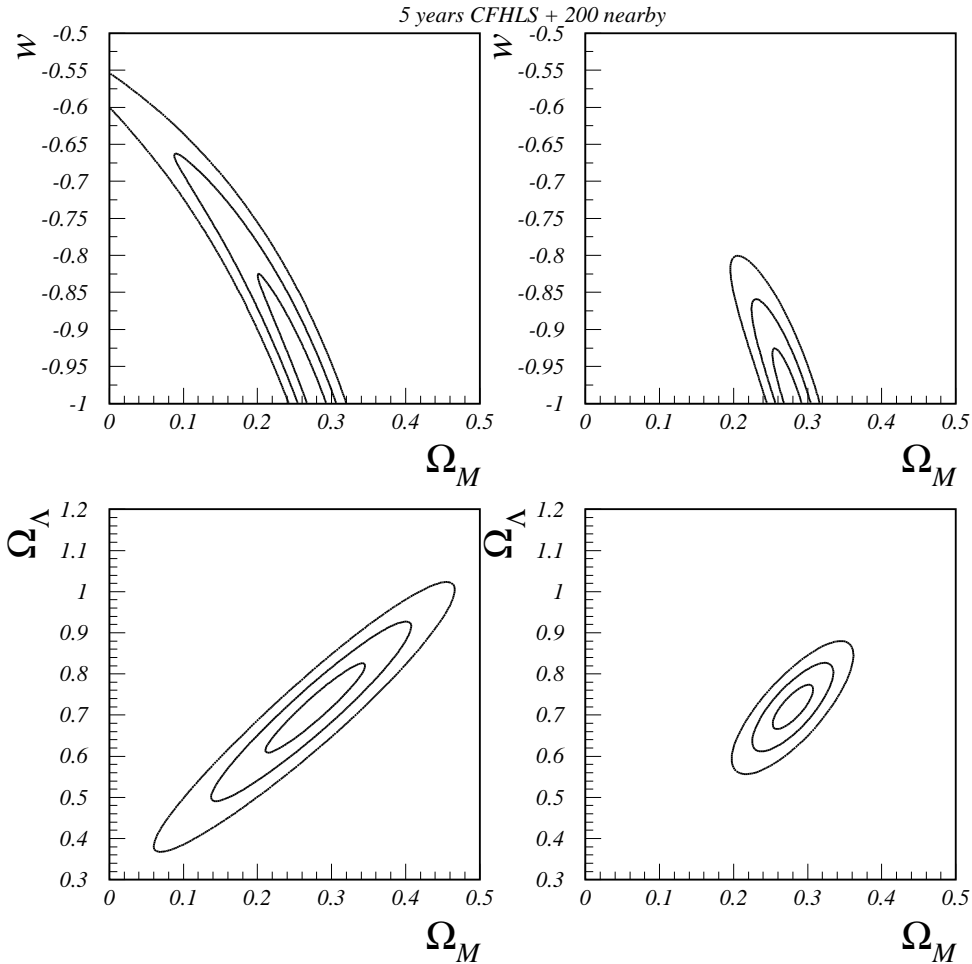


FIG. 4.1 – Contours à 39, 86 et 99 % de niveau de confiance, dans les plans (Ω_M, w) , en haut, et $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$, en bas, prévus avec les données SNLS, en ajoutant 200 objets proches. L'univers plat est ici supposé, avec comme valeurs des paramètres cosmologiques : $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.28, 0.72)$ et $w = -1$. Sur la partie droite, on suppose en plus que Ω_M est connu à $\sigma = 0.03$ (soit $\sim 10\%$). Les contours ont été obtenus en marginalisant sur la luminosité intrinsèque. Cela conduit à une précision de l'ordre de 10% sur la mesure de w .

Cette large statistique conduira de plus à une amélioration de la mesure du taux de SNe Ia distantes qui permettra, par comparaison avec le taux de SNe Ia proches, de mieux comprendre l'histoire de la formation stellaire ainsi que la physique des systèmes progéniteurs. Des études sur l'environnement des SNe Ia seront également possible, en construisant notamment le diagramme de Hubble comme fonction du type de la galaxie hôte (Sullivan et al. 2003).

Le projet SNLS permettra aussi de détecter des supernovæ de types différents et plus particulièrement les types II, qui peuvent être utilisées pour mesurer des distances grâce à la méthode d'expansion de la photosphère, EPM (Schmidt et al. 1994 ; Nadyozhin 2003). Ces supernovæ sont plus nombreuses que les SNe Ia mais sont beaucoup moins brillantes. Leur détection n'est donc pas aisée d'autant plus qu'elles sont moins lumineuses que leur galaxie hôte. Il faut donc des images profondes et de très bonne qualité, ainsi qu'une méthode de soustraction adaptée pour les détecter, ce qui sera possible dans le cadre de SNLS.

Enfin ce programme, le plus important entrepris à ce jour pour l'observation de SNe Ia, aidera à l'élaboration des expériences futures telles que SNAP.

4.1.2 Les instruments

4.1.2.1 Le télescope Canada-France-Hawaï, CFHT

Opérationnel depuis 1979, ce télescope de 3.6 mètres de diamètre, résulte d'une collaboration entre le Canada, la France et l'université d'Hawaï. Il a été construit au sommet du Mauna Kea, un volcan éteint sur la plus grande île de l'archipel d'Hawaï. Il s'agit du meilleur site d'observation de l'hémisphère Nord. En effet, l'altitude importante, 4200 mètres au-dessus de l'Océan Pacifique, permet de bénéficier d'un ciel pur et sans humidité, ainsi que d'un grand nombre de nuits claires par an. C'est pourquoi, ce site exceptionnel rassemble un grand nombre de télescopes optiques, infrarouges, submillimétriques ainsi qu'un télescope radio (voir figure 4.2).

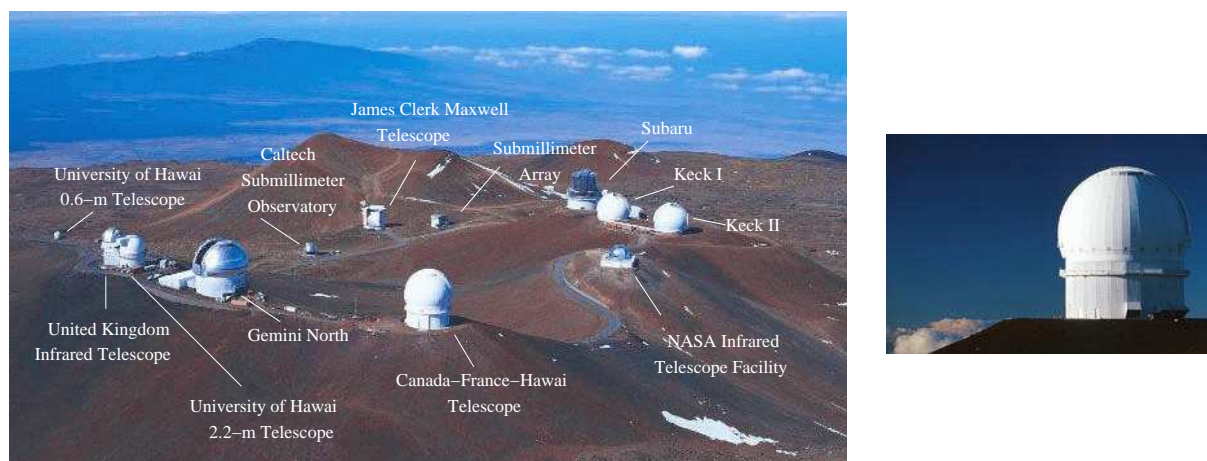


FIG. 4.2 – Site d'Hawaï, au sommet du Mauna Kea, qui regroupe une dizaine de télescopes de différentes tailles. Le CFHT apparaît en premier plan sur la figure de gauche. La coupole abritant ce télescope de 3.6 mètres de diamètre est présentée sur l'image de droite.

4.1.2.2 La caméra MegaCam

La caméra *MegaCam* a été entièrement développée par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), elle constitue le cœur de l'instrument *MegaPrime*, qui équipe le foyer primaire du télescope CFH (voir image 4.3).

L'ensemble *MegaPrime* résulte de la collaboration de différents instituts : le CEA, la division technique de l'INSU³, l'observatoire CFH⁴, l'observatoire de Paris-Meudon (OPM) et enfin l'Institut Herzberg d'Astrophysique (HIA) au Canada.

MegaCam est une caméra constituée de 40 CCDs amincis, dont 36 sont utilisés actuellement, disposés en quatre rangées de neuf CCDs comme on peut le voir sur l'image 4.4. Chaque CCD se compose de 2048x4612 pixels, de 13.5 μm de côté, ce qui représente un total de 340 millions de pixels. La résolution angulaire d'un pixel est de 0.187 seconde d'arc. Notons que lors des meilleures nuits, une étoile est résolue à un peu moins de 0.6 seconde d'arc. Cela signifie qu'elle s'étale sur environ 3 pixels, correspondant à un bon échantillonnage. La région effectivement utilisée de la caméra, c'est-à-dire les 36 CCDs, permet ainsi de couvrir une portion du ciel d'un peu moins d'un degré carré (0.92 deg^2 exactement). Enfin, la caméra présente très peu de défauts cosmétiques : seulement 0.2 % des pixels doivent être masqués, car inutilisables.

Le tableau 4.3 rassemble quelques caractéristiques de l'instrument. Pour de plus amples détails on pourra se référer à MEGACAM (2004).

Nombre de détecteurs (CCD) utilisés	36 (4×9)
Taille d'un détecteur (pixels)	2048×4612
Taille d'un pixel (μm)	13.5
Résolution angulaire (arcsec/pixel)	0.187
Champ de vue	$1 \text{ deg} \times 1 \text{ deg}$
Temps de lecture	$\sim 30 \text{ sec}$
Bruit de lecture (e^-/pixel)	~ 5
Température de fonctionnement ($^{\circ}\text{C}$)	-120

TAB. 4.3 – Quelques caractéristiques de la caméra *MegaCam*.

Le miroir à lui seul ne peut reproduire une image de bonne qualité du champ d'observation complet. On utilise pour cela un instrument supplémentaire, installé en face de la caméra et composé de plusieurs lentilles qui va permettre de corriger des aberrations : le *Wide Field Corrector*⁵

4.1.3 Les filtres de MegaCam

L'instrument *MegaCam* est équipé de cinq filtres d'observation (u^* , g' , r' , i' , z'), dont seuls les quatre derniers sont utilisés pour observer les SNe Ia. Ces filtres, sans être absolument identiques, sont très proches du jeu de filtres utilisés par le *Sloan Digital Sky Survey*, SDSS⁶. Certaines caractéristiques de ces filtres *MegaCam* sont présentées dans le tableau 4.4. La figure 4.5 montre les courbes de transmission de ces filtres ainsi que l'efficacité quantique des CCDs.

Cependant, afin de mesurer le flux de la supernova dans son référentiel, il est nécessaire de considérer pour chaque filtre les bandes passantes de l'ensemble du système d'observation (instrument+atmosphère).

On construit pour cela des filtres appelés *filtres effectifs* qui tiennent compte de :

³Institut National des Sciences de l'Univers

⁴Canada-France-Hawaï

⁵<http://cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/megaprimecomponents.html>

⁶<http://www.sdss.org/>

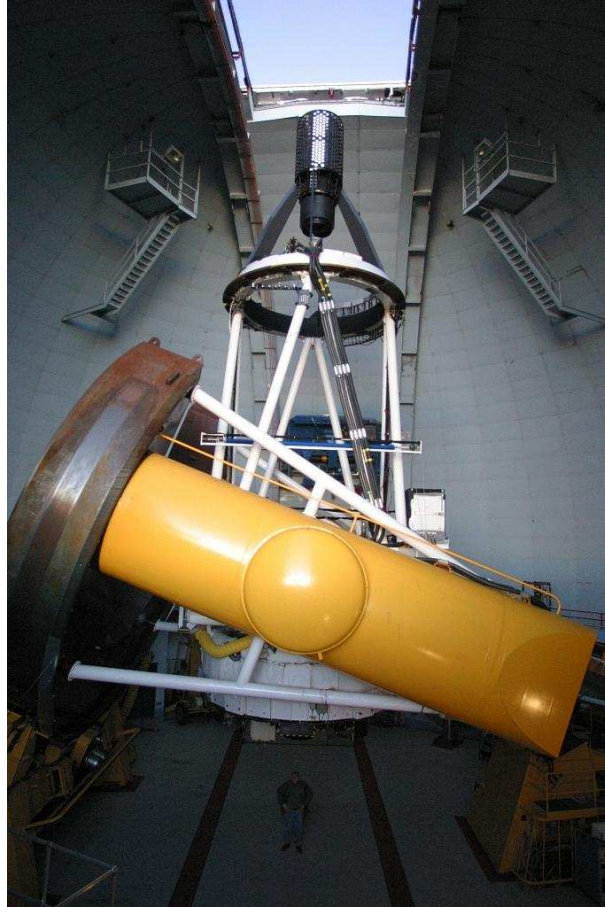


FIG. 4.3 – L'instrument *MegaPrime* monté au foyer primaire du télescope CFHT.

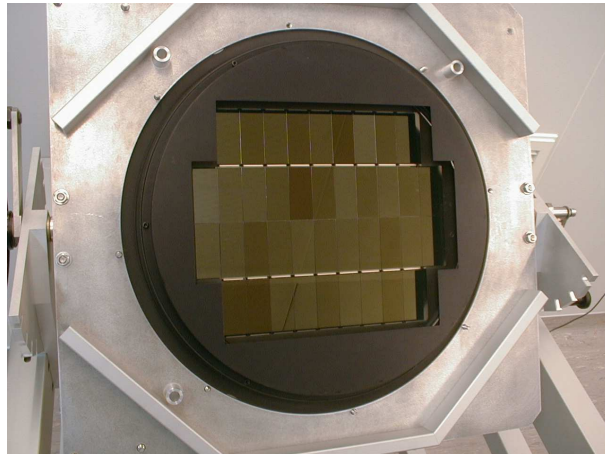


FIG. 4.4 – La caméra *MegaCam* est constituée d'une mosaïque de 40 CCDs, dont 36 sont utilisés actuellement.

- la fonction de réponse du filtre d'observation considéré $T_f(\lambda)$,
- la transmission du système optique et la réflectivité du miroir $T_{opt}(\lambda)$,

Filtre	u^*	g'	r'	i'	z'
Longueur d'onde centrale (nm)	374	487	625	770	...
Intervalle de longueur d'onde (nm) à 50%	337-411	414-559	564-685	698-843	823-...
Largeur de la bande (nm)	74	145	121	145	...
Transmission moyenne (%)	69.7	84.6	81.4	89.4	90.2

TAB. 4.4 – Quelques caractéristiques des filtres MegaCam.

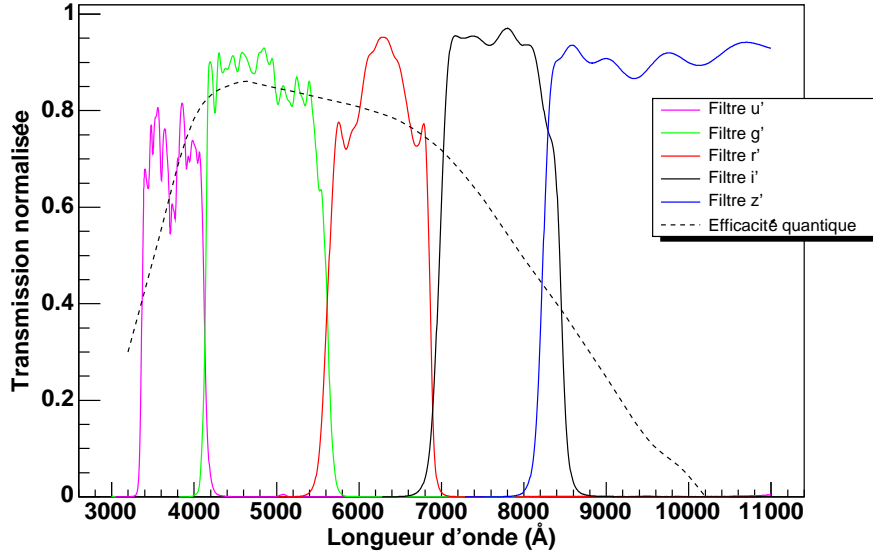


FIG. 4.5 – Courbes de transmission des filtres MegaCam et efficacité quantique des CCDs.

- l'efficacité quantique des CCDs de MegaCam $Q_e(\lambda)$,
- la transmission de l'atmosphère $T_{atm}(\lambda)$ (pour le moment seules les raies d'absorption des molécules OH, au-delà de 9000 Å, ont été prises en compte).

L'ensemble de ces transmissions, exceptée la transmission atmosphérique, sont déterminées au moment de la construction de l'instrument et sont disponibles sur le site du CFHT⁷. La courbe d'efficacité quantique des CCDs, qui est une moyenne calculée sur les 40 CCDs composant le plan focal de la caméra, est représentée sur la figure 4.5. Les CCDs de MegaCam sont des CCDs amincis (16 μm d'épaisseur), recouverts d'une couche anti-réfléchissante, afin d'assurer une transmission optimale dans le bleu (~ 4000 Å). Une telle épaisseur de CCD laisse cependant passer la lumière rouge et proche infrarouge, d'où la chute brutale de la courbe d'efficacité quantique dans la bande z' .

La figure 4.6 montre la courbe de la réflectivité du miroir ainsi que la courbe de la transmission de l'optique, sans compter les filtres.

Finalement la transmission du filtre effectif T_{eff} , en fonction de la longueur d'onde, est définie par :

$$T_{eff}(\lambda) = T_f(\lambda) T_{opt}(\lambda) Q_e(\lambda) T_{atm}(\lambda). \quad (4.1)$$

Les courbes de transmission des filtres effectifs, dans les différentes bandes, obtenues pour MegaCam sont présentées sur la figure 4.7.

⁷<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/specsinformation.html>

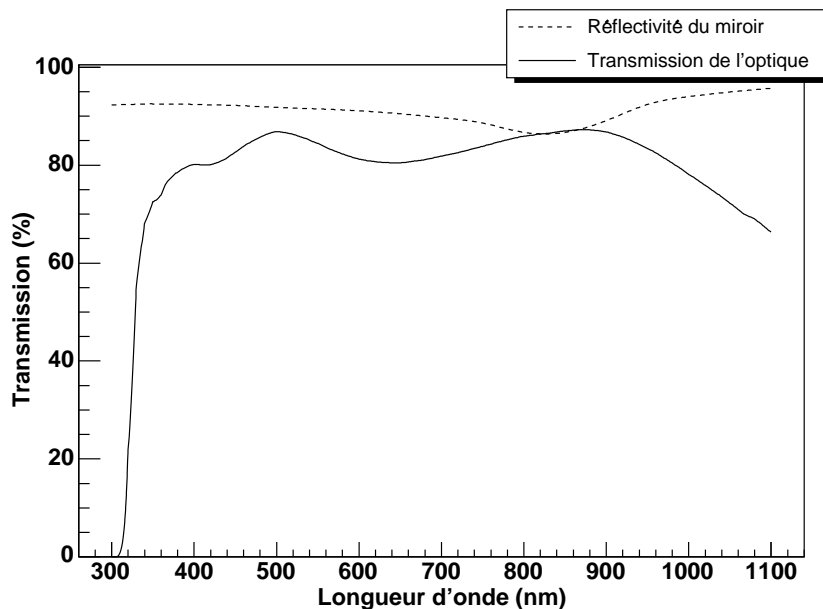


FIG. 4.6 – Courbes de transmission de l'optique (sans les filtres) et de la réflectivité du miroir pour le CFHT.

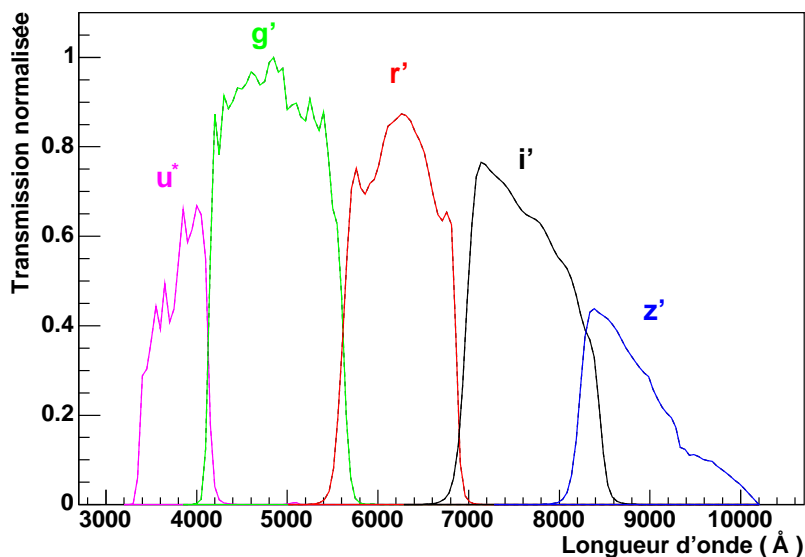


FIG. 4.7 – Filtres effectifs de MegaCam, obtenus avoir pris en compte les diverses transmissions du système d'observation.

4.2 Stratégie d'observation

Le mode d'observation classique utilisé jusqu'à présent se déroulait en trois étapes différentes. Une première étape consistait à rechercher des candidats potentiels, en comparant des images prises à des instants différents. Ces candidats étaient ensuite sélectionnés pour être observés spectroscopiquement

afin d'être identifiés et de déterminer leur décalage vers le rouge. Enfin si le candidat était reconnu comme une SN Ia, alors il bénéficiait d'un suivi photométrique pour construire sa courbe de lumière.

L'inconvénient dans ce mode d'observation provenait de l'utilisation de plusieurs télescopes pour assurer la recherche et le suivi des candidats. Des candidats pouvaient être perdus pour cause de mauvaises conditions météo qui entraînaient un retard dans l'observation spectroscopique ou le suivi. Les courbes de lumière n'étaient donc pas nécessairement bien échantillonnées, rendant difficile la détermination de la magnitude au pic de luminosité.

4.2.1 La méthode de recherche glissante

Ainsi, afin d'éviter de tels désavantages, une nouvelle stratégie d'observation a été développée dans le cadre du projet SNLS. Il s'agit de la méthode dite de *recherche glissante* ou *rolling search*, mise en place dès le mois de mars 2003. Le principe consiste à observer les mêmes champs, qui sont au nombre de 4, à intervalles réguliers et dans différents filtres. Ces observations s'effectuent à l'aide d'un seul instrument, le CFHT, pendant environ 300 heures par an, ce qui représente $\sim 25\%$ du temps noir. Cette méthode permet ainsi de découvrir et de suivre simultanément plusieurs supernovæ.

Typiquement, chaque champ disponible est observé tous les 3-4 jours, ce qui correspond à environ 2-3 jours dans le référentiel au repos de la supernova, durant une période de cinq mois et dans les quatre bandes spectrales (g' , r' , i' , z'). Les courbes de lumière sont donc très bien échantillonnées, avec des points photométriques avant le maximum mais également à des temps plus tardifs. Cela facilite la détermination de la forme de la courbe de lumière et donc de la magnitude au pic de luminosité. Un exemple de courbes de lumière obtenues en temps réel est présenté sur la figure 4.8, mettant en évidence le bon échantillonnage des courbes. Enfin, un des avantages non négligeable offert par la taille importante de ces champs est le multiplexage : plusieurs candidats peuvent être découverts et suivis sur une même image. C'est la grande taille du champ de MegaCam qui permet au CFHT de concurrencer les télescopes de la classe des 8 mètres sur ce sujet scientifique.

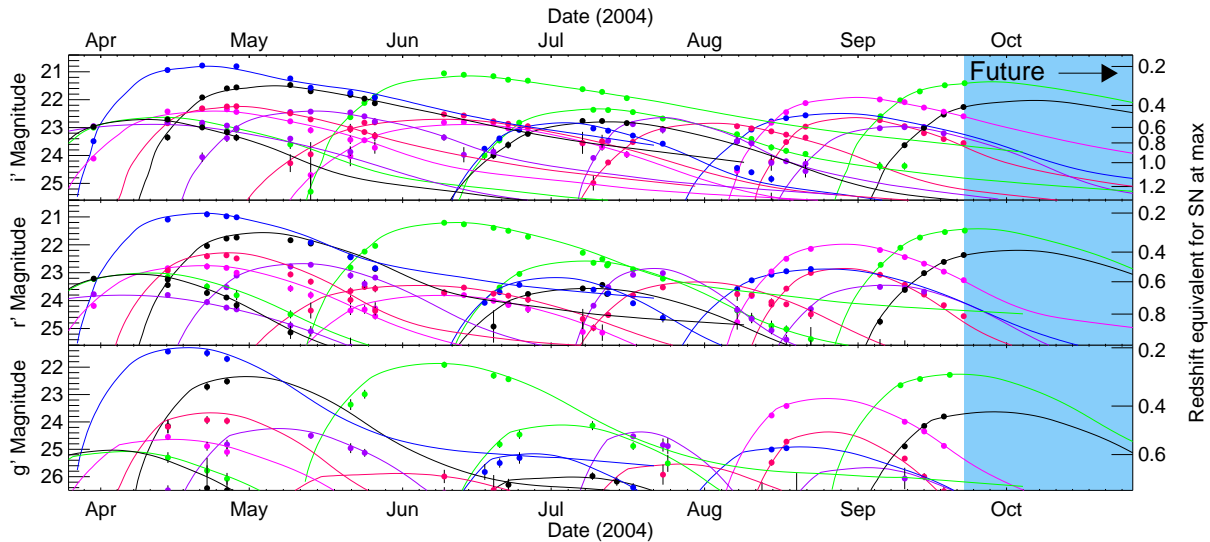


FIG. 4.8 – Sélection de quelques courbes de lumière, dans les filtres g' , r' et i' , pour des SN Ia pendant la période d'avril à septembre 2004. On remarque le bon échantillonnage des courbes de lumière ainsi que la bonne qualité du suivi. Figure tirée de Sullivan (2004).

Les meilleurs candidats sont ensuite suivis spectroscopiquement à l'aide des plus grands télescopes

au sol actuels (le VLT⁸ dans l'hémisphère Sud, et Keck et Gemini dans l'hémisphère Nord). Il s'agit ici d'observations "pointées", où un seul objet est observé. Un temps d'observation très important d'environ 240 heures sur deux ans, est alloué aux européens sur le télescope du VLT, en vue d'identifier les supernovæ de type Ia et de déterminer de manière précise leur décalage vers le rouge.

4.2.2 Observation dans plusieurs bandes spectrales

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, le spectre de la supernova se trouve décalé vers le rouge à cause de l'expansion de l'univers. L'utilisation de plusieurs filtres d'observation permet de couvrir une région importante en longueur d'onde rendant ainsi possible l'observation des SNe Ia à de grands décalages spectraux.

Le flux de la supernova dans son référentiel, et notamment dans la bande B , est estimé à partir des flux mesurés dans les filtres d'observation. L'avantage de l'utilisation de plusieurs filtres est de pouvoir estimer ce flux en B , par interpolation, à partir d'au moins deux bandes spectrales observées, en mesurant la couleur de la supernova. Enfin la mesure de la couleur est indispensable pour l'estimation de distance, afin de tenir compte de l'absorption subie par l'objet.

4.2.3 Les champs du SNLS

Le choix des champs d'observation demande de satisfaire un certain nombre de contraintes.

Tout d'abord, le nombre d'étoiles brillantes doit être le plus faible possible afin d'éviter le maximum de "pollution lumineuse" dans les images. Ensuite, dans le but d'observer des objets extragalactiques, comme c'est le cas pour les supernovæ, l'absorption Galactique qui est fonction de la direction d'observation, doit être minimale. Les champs doivent être proches de l'équateur afin d'être observables depuis l'hémisphère Sud, pour assurer le suivi spectroscopique depuis le VLT. Ils sont donc visibles environ 6 mois dans l'année.

Quatre champs d'un degré carré chacun ont ainsi été sélectionnés. Ils sont notés de D1 à D4 et sont répartis en ascension droite. Leurs coordonnées équatoriales, ainsi que l'absorption de notre Galaxie, sont données dans le tableau 4.5. Nous pouvons remarquer que le champ D3 n'est pas visible depuis le VLT⁹, les observations spectroscopiques sont donc réalisées, dans ce cas, depuis les télescopes Gemini Nord et Keck (également situé au Mauna Kea). Les positions de ces champs sont indiquées sur la figure 4.9.

Champ	RA (J2000)	Dec (J2000)	$E(B - V)$
D1	02 :26 :00.00	-04 :30 :00.0	0.027
D2	10 :00 :28.60	+02 :12 :21.0	0.018
D3	14 :19 :28.01	+52 :40 :41.0	0.010
D4	22 :15 :31.67	-17 :44 :05.7	0.027

TAB. 4.5 – Coordonnées des champs d'observation du SNLS et extinction de notre Galaxie. Les valeurs de $E(B - V)$ sont obtenues à partir des cartes de Schlegel et al. (1998).

⁸Very Large Telescope : il s'agit de quatre télescopes de 8.2 mètres exploités par l'ESO (European Southern Observatory) au mont Paranal, au nord du Chili.

⁹La latitude et la longitude du VLT sont respectivement : (24° 37' 30" Sud, 70° 24' 10" Ouest). Celles du Mauna Kea sont : (19° 49' 6" Nord, 155° 28' 3" Ouest).

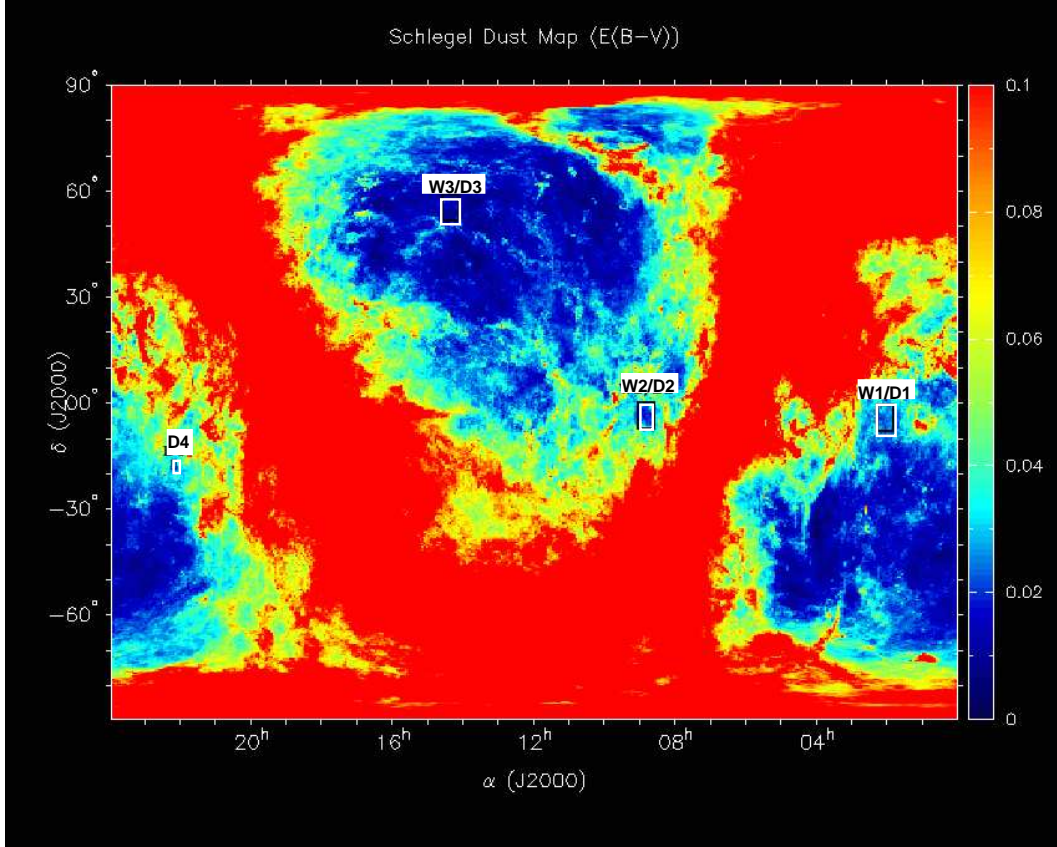


FIG. 4.9 – Champs d’observation d’un degré carré chacun, notés de D1 à D4, choisis par le SNLS en raison du peu d’étoiles brillantes présentes et de la faible absorption de notre Galaxie. Hormis le champ D3, ils sont visibles depuis l’hémisphère Sud. La figure est tirée de : <http://www.astro.utoronto.ca/~merrall/fields/index.html>.

4.3 Chaîne de détection

Les SNe Ia sont des objets variables comme nous l’avons vu dans le chapitre 2. Un moyen de les détecter est donc de comparer des images prises à des époques différentes.

Cette comparaison, qui consiste en fait à effectuer une soustraction d’images, nécessite un traitement préalable des données. Une fois cette étape réalisée, un certain nombre de candidats, parmi ceux détectés sur l’image soustraite, est sélectionné pour le suivi spectroscopique. Chaque candidat est alors identifié et une mesure de leur décalage spectral est disponible.

Nous présenterons dans cette partie les différentes étapes conduisant à la détection des candidats, à partir des images brutes fournies par le télescope.

4.3.1 Traitement des images

Avant de pouvoir être utilisées dans la chaîne de détection, les images brutes fournies par le télescope doivent être corrigées d’un certain nombre d’artefacts : le niveau de piédestal de l’électronique, les variations d’efficacité pixel à pixel, l’efficacité des CCDs et les franges d’interférence présentes principalement dans l’infrarouge.

À chacune de ces images corrigées est associée une carte de poids où sont repérées les zones de pixels

indésirables. Enfin les catalogues d'objets sont construits puis comparés à des catalogues de référence afin de déterminer l'astrométrie absolue des sources de l'image.

- **Variations de réponse des CCDs**

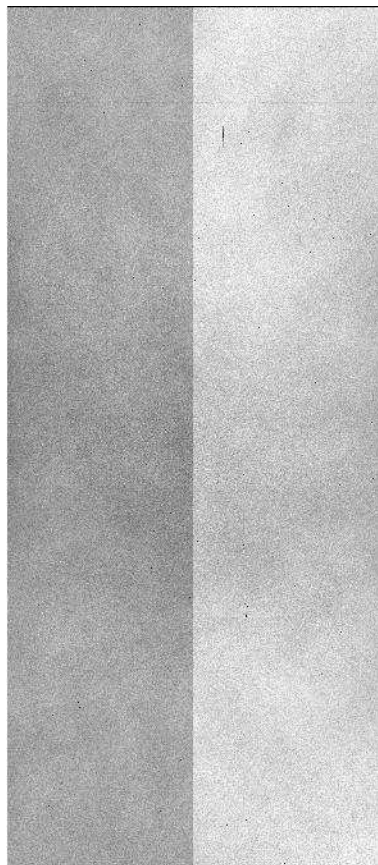


FIG. 4.10 – Exemple d'image prise au crépuscule, où la luminosité est quasiment uniforme, pour un seul CCD et dans la bande spectrale i' . La différence de niveau entre la partie gauche et droite de l'image vient du fait que le CCD est lu par deux amplificateurs de gains différents.

Les pixels composant chaque CCD (plus de 9 millions par CCD dans le cas de MegaCam) ne sont pas parfaitement homogènes. Ils présentent des variations de réponse résultant de différents effets, dont les principaux sont :

- des variations de l'efficacité de collection des électrons,
- des variations des propriétés du revêtement anti-réfléchissant, qui peut ne pas avoir été appliqué de manière absolument uniforme,
- des variations de la surface effective du pixel, et de la surface couverte sur le ciel par le pixel,
- des variations spatiales de la transmission du filtre.

Pour corriger de ces variations, on observe une lumière uniforme, par exemple le ciel au crépuscule, afin de construire la réponse de la caméra dans chaque filtre d'observation et sur l'ensemble de la mosaïque. Un exemple d'image prise au crépuscule, pour un seul CCD et dans le filtre i' est montré sur la figure 4.10. La différence de niveau visible entre les deux moitiés de l'image est due au fait que le CCD est lu par deux amplificateurs, de gains différents, ce qui permet de diminuer le temps de lecture par deux.

Ce type d'image est appelé un *flat*. La surface couverte sur le ciel variant entre pixels, une étoile n'a pas le même flux suivant l'endroit de la mosaïque. Une même étoile est donc observée sur l'ensemble de la mosaïque et l'image de *flat* est alors corrigée en conséquence pour que l'étoile ait un flux identique partout.

L'ensemble de la mosaïque, constituée d'images brutes fournies par le télescope, est ensuite divisé par une mosaïque composée des images de *flat*. Au terme de cette étape dite de *flatfielding*, tous les pixels ont une réponse uniforme.

• Franges d'interférence

Les CCDs utilisés sont des CCDs amincis ($16 \mu\text{m}$ d'épaisseur), ce qui a pour conséquence de piéger les photons de grandes longueurs d'onde (issus principalement de l'émission des molécules OH de l'atmosphère) et de créer des interférences avec d'autres photons arrivant sur le détecteur. Cet effet concerne principalement les observations effectuées à l'aide des filtres infrarouges, i' et z' , qui correspondent à une région où l'émission des raies OH est particulièrement importante. Ces franges conduisent à des fluctuations du fond de ciel d'environ 6 % en i' et d'environ 15 % en z' . Elles peuvent éventuellement être visibles sur les images en r' mais avec une très faible amplitude (~ 0.5 %).

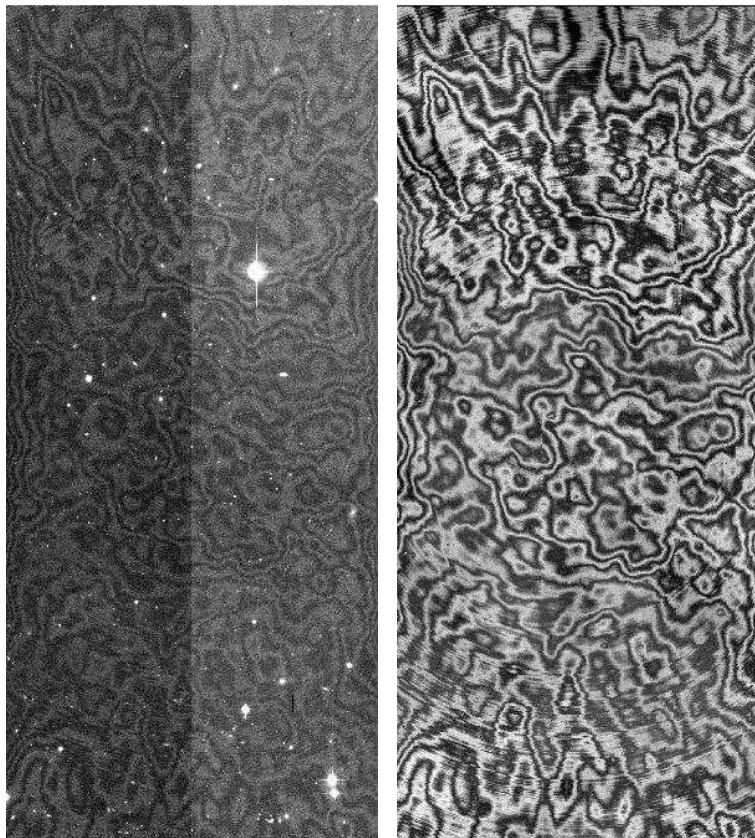


FIG. 4.11 – Franges d'interférence présentes sur une image brute, dans la bande spectrale i' (à gauche) et carte des motifs de franges reconstruits pour cette même image (à droite).

Si le CCD est éclairé avec une lumière monochromatique, les photons détectés montrent alors un motif de franges qui varie le long du détecteur et qui dépend de la minceur des structures de silicium. Ce motif de franges est donc propre à chaque CCD, on peut en voir un exemple sur la figure 4.11. Une carte

de motifs de franges est donc construite pour chaque CCD, et pour chaque filtre. Elle est obtenue à partir des cartes fournies par le système Elixir¹⁰.

Un exemple de carte des motifs reconstruits des franges d'interférence est présenté sur la partie droite de la figure 4.11. Ces cartes sont ensuite soustraites aux images brutes.

• Carte de poids

À ce stade, des pixels ou des zones de pixels “indésirables”, qu'il va falloir identifier, subsistent encore sur les images. Il peut s'agir de pixels morts (voire de colonnes de pixels morts), de satellites ayant pu traverser le champ d'observation, de pixels saturés ou encore de rayons cosmiques.

L'ensemble de ces pixels est rassemblé sur une carte de poids où ils ont une valeur nulle. La carte de poids est construite de telle manière que :

$$\sigma(I \times \sqrt{W}) \simeq 1, \quad (4.2)$$

où W est la carte de poids associée à l'image I , à laquelle le fond de ciel a été retranché. Ainsi l'image I_S , qui est la somme de N images, et la carte de poids W_S associée sont simplement :

$$I_S = \sum_{i=0}^N I_i W_i, \quad W_S = \sum_{i=0}^N W_i. \quad (4.3)$$

La carte de poids sera ensuite prise en compte au moment de la soustraction des images.

Pixels morts. Des pixels, voire des zones de pixels, d'un CCD peuvent être déclarés comme morts et donc inutilisables pour la suite de la procédure. Ces zones sont connues et facilement identifiables. Elles sont donc étiquetées pour ne pas être prises en compte pendant la réduction des données.

Ces zones de pixels morts sont présentes sur les images de *flats*, comme l'illustre l'agrandissement 4.12 de la figure 4.10. Une carte binaire de pixels déclarés morts est ainsi construite pour chaque CCD.

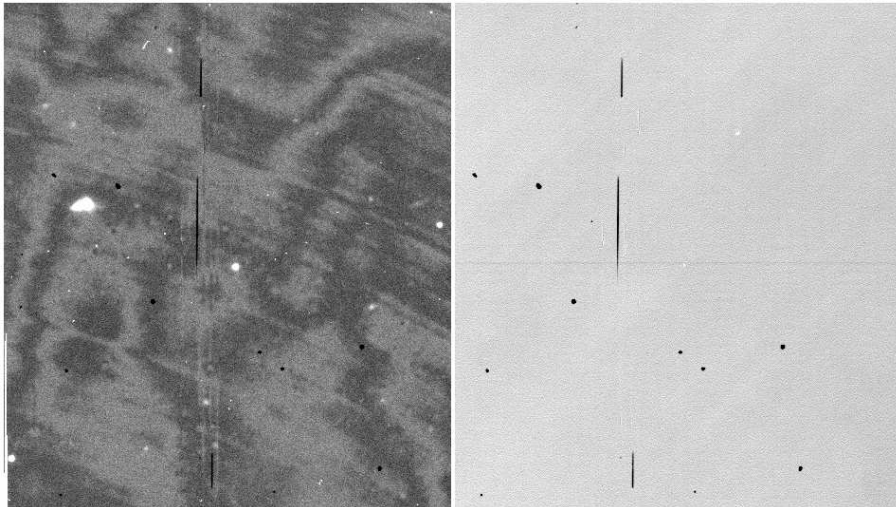


FIG. 4.12 – Exemple de zones de pixels morts présents sur l'image brute (à gauche) et sur l'image de flat (à droite), pour la bande spectrale i' .

¹⁰<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/>

Satellites. Les satellites sont caractérisés par le fait qu'ils touchent un grand nombre de pixels adjacents, avec une élongation importante. Généralement ils traversent le CCD de part en part. On sélectionne alors les pixels dont la valeur est supérieure à un certain seuil (typiquement $2\sigma_{ciel}$), ainsi que ses plus proches voisins par itérations successives. De cette manière, on détecte les objets étendus. Afin de ne garder que la trace laissée par le satellite, et non celle des étoiles ou des galaxies, des coupures supplémentaires sont appliquées pour ne sélectionner que les objets très allongés (rapport grand axe sur petit axe grand).

Saturation. Un seuil de saturation est déterminé pour l'ensemble de l'image. On regarde pour cela la distribution du flux pour tous les pixels. Cette distribution présente un deuxième maximum local qui correspond à la valeur de la saturation.

Les pixels définis comme saturés sont non seulement ceux qui dépassent ce seuil mais également les pixels voisins. En effet, lorsque le pixel est saturé, à cause d'une étoile trop brillante par exemple, des photons peuvent aller dans les pixels voisins, faussant ainsi la mesure du flux dans ces pixels. Un exemple de pixels marqués comme saturés est présenté sur la figure 4.13.

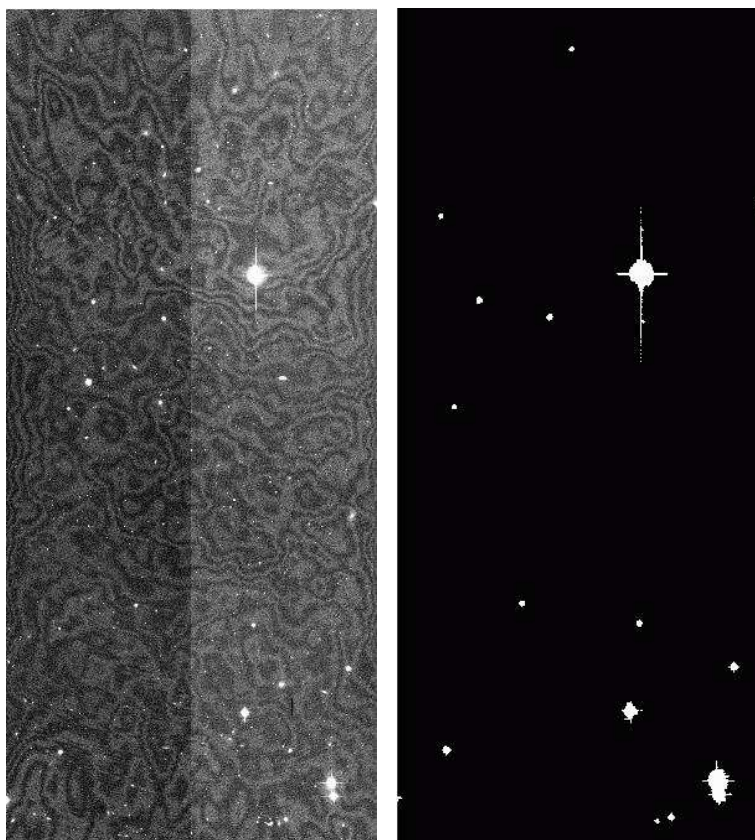


FIG. 4.13 – Exemple de pixels détectés comme saturés (à droite) à partir de l'image brute (à gauche).

Rayons cosmiques. Les rayons cosmiques, contrairement aux étoiles, ont la particularité de présenter des variations brutales de flux entre des pixels voisins. Afin de les éliminer sur une seule image, et non en coïncidence entre plusieurs images, on convolue l'image avec un filtre sensible à de telles variations. La méthode que j'ai utilisé ici se base sur celle décrite par van Dokkum (2001). Le filtre appliqué à l'image

est un filtre Laplacien, noté ∇^2 , de la forme :

$$\nabla^2 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

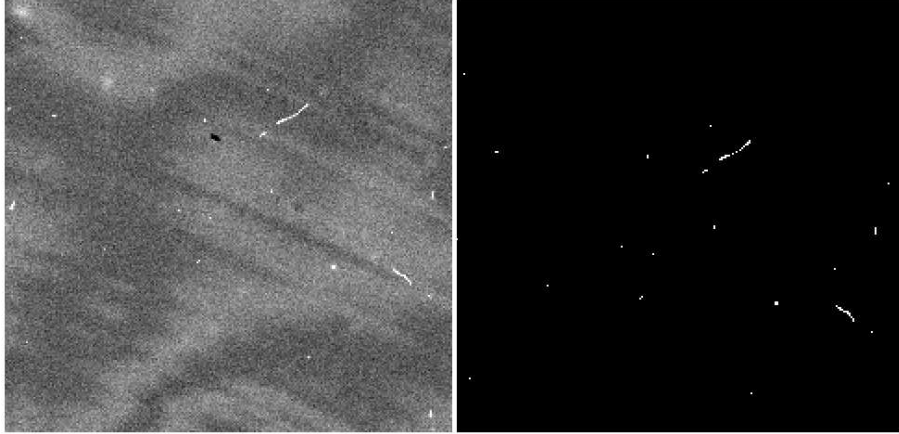


FIG. 4.14 – Exemple de cosmiques présents sur l’image brute (à gauche) et détectés (à droite) à l’aide de la méthode décrite dans le texte.

L’action de ce filtre est de surélever la valeur du pixel touché par un cosmique par rapport à ses quatre plus proches voisins. Afin d’optimiser le temps de calcul, je ne considère que les pixels ayant une valeur supérieure à $3\sigma_{ciel}$. La valeur de chaque pixel de l’image convoluée est ensuite comparée à la médiane des pixels adjacents (dans une boîte 3×3). Au moyen d’une coupure ajustée, il est alors possible de sélectionner uniquement les pixels touchés par un cosmique. Cette coupure dépend de la qualité de l’image et du fond du ciel pour éviter d’éliminer les pixels des étoiles et des galaxies. Enfin, cette procédure est appliquée de manière itérative pour sélectionner les cosmiques étalés sur plusieurs pixels.

La figure 4.14 présente un exemple de cosmiques détectés à l’aide de cette méthode.

On dispose maintenant d’une image de science (voir figure 4.15) obtenue après avoir normalisé tous les pixels à la même efficacité quantique et soustrait les franges d’interférence de l’image brute. À chaque image ainsi corrigée est attachée une carte de poids rassemblant les pixels “indésirables” (pixels morts, cosmiques, ...) qui sera prise en compte dans la suite de la procédure menant à la détection d’une supernova.

• Catalogue d’objets

Muni de l’image de science, la prochaine étape consiste à construire un catalogue d’objets.

Celui-ci est réalisé, pour chaque image, à l’aide du logiciel SExtractor¹¹, développé par Bertin & Arnouts (1996). Les objets astronomiques sur une image sont détectés et classés en étoiles ou galaxies, selon des paramètres de forme. Leur flux et leur position sont alors déterminés. SExtractor fournit également une estimation du fond de l’image qui pourra être soustrait.

Ce catalogue est ensuite associé à un catalogue astrométrique externe où les objets sont repérés en coordonnées sidérales. On peut ainsi passer des coordonnées sur l’image aux coordonnées sur le ciel.

¹¹http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=91/index.html

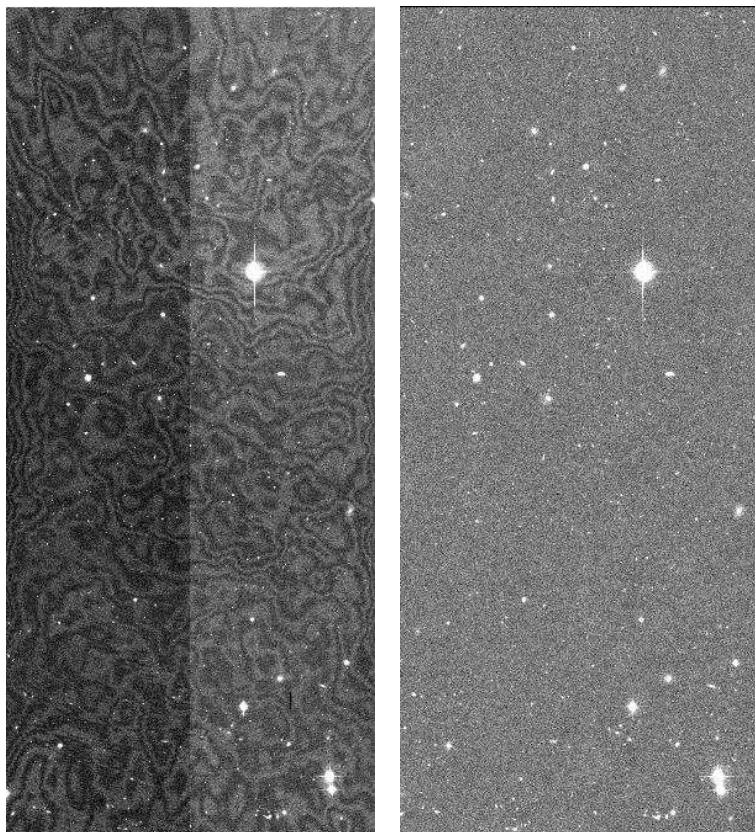


FIG. 4.15 – Exemple d’une image brute fournie par le télescope (à gauche) et de l’image de science obtenue après avoir corrigé de l’efficacité quantique et soustrait les franges d’interférence (à droite).

Cette étape est bien entendu indispensable pour l’observation spectroscopique, afin de pouvoir pointer précisément le télescope sur le candidat désiré.

4.3.2 Soustraction

La méthode courante pour découvrir des supernovæ consiste, comme nous l’avons dit, à comparer des images prises à des époques différentes. Pour cela, on soustrait une image dite de *référence* à une image de *recherche*. Ainsi, le résidu présent sur l’image soustraite est un objet dont le flux aura varié entre les deux époques.

Une image de référence est construite pour chaque champ et chaque filtre. Il s’agit d’une image profonde composée d’une somme de plusieurs images prises un à deux mois avant la période de recherche, afin d’éviter la présence d’une éventuelle supernova dans l’image. L’image de recherche est également constituée de la somme des images prises à une même époque, en tenant compte des différentes cartes de poids.

Avant de soustraire l’image de référence à cette nouvelle image de recherche, il faut homogénéiser les deux images qui peuvent être de qualité différente étant donné que les conditions d’observation ont pu varier entre les deux époques. Pour cela, on cherche un noyau de convolution qui ramène l’image de meilleure qualité, que l’on notera *Ref*, à celle de moins bonne qualité *I*. Cette opération s’appuie sur la méthode proposée par Alard & Lupton (1998) et Alard (2000).

On cherche ainsi à déterminer le noyau de convolution K , en cherchant une solution par moindres

carrés de l'équation suivante :

$$I(x, y) = Ref(x, y) \otimes K(u, v). \quad (4.4)$$

La résolution de cette équation est cependant un problème non linéaire. Aussi, afin de le rendre linéaire, on décompose le noyau sur une base de fonctions. Il s'agit d'une combinaison de fonctions Gaussiennes, de largeurs variables, multipliées par des polynômes. Le noyau se décompose alors selon :

$$K(u, v) = \sum_i a_i B_i(u, v), \text{ avec } B(u, v) \equiv u^p v^q e^{-\frac{u^2+v^2}{2\sigma_n^2}}, \quad (4.5)$$

où $0 < p + q \leq D_n$ et D_n est le degré du polynôme correspondant à la n -ième composante Gaussienne. Le noyau est estimé sur des vignettes centrées sur une sélection d'objets brillants mais non saturés.

Une fois l'image de moins bonne qualité convoluée, on effectue la soustraction. Un exemple de soustraction est illustré sur le schéma 4.16. L'objet détecté est la supernova SN 03D4ag dont le décalage vers le rouge est de $z = 0.28$.

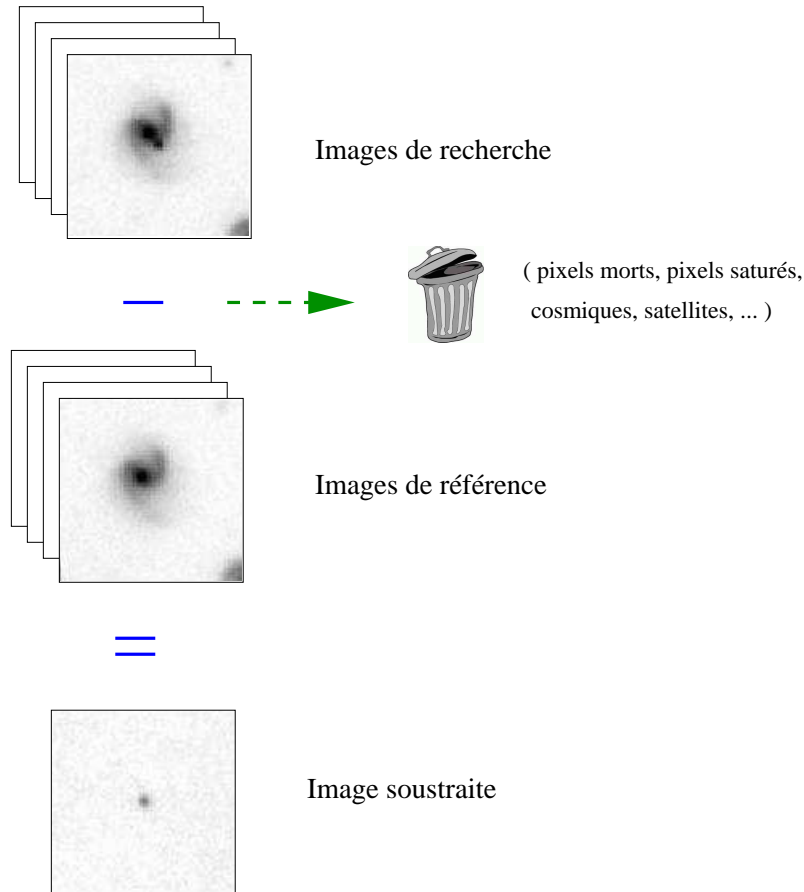


FIG. 4.16 – Schéma illustrant une soustraction entre une image de recherche, résultat d'une somme d'images d'une même époque, et une image profonde de référence. L'objet présent sur la soustraction est la supernova 03D4ag et a un décalage vers le rouge de $z = 0.28$.

4.3.3 Détection et inspection visuelle

La soustraction effectuée, il reste à détecter les résidus présents sur l'image obtenue. Pour cela, l'image soustraite est convoluée avec une fonction d'étalement, appelée *Point Spread Function* ou PSF, afin de déterminer le flux de l'objet. Cette fonction représente la réponse impulsionnelle du système atmosphère+télescope et caractérise le profil d'une étoile. Elle dépend bien évidemment de la qualité de la nuit d'observation. Une coupure en signal sur bruit (typiquement à 2.5σ) est ensuite appliquée à l'image convoluée sélectionnant ainsi un certain nombre de candidats.

Les candidats ainsi détectés sont mis dans une base de données pour pouvoir être manipulés aisément. Cependant, la coupure précédente (à 2.5σ en signal/bruit) laisse un nombre trop important de candidats sur l'image. Afin de réduire celui-ci, on fait des coïncidences entre époques, dans la même bande, et on calcule un rapport signal/bruit, S/B , global. On sélectionne enfin les candidats qui passent la coupure sur ce rapport S/B (typiquement à $7-10\sigma$). Ces candidats sont alors inspectés visuellement à l'aide d'une interface web (voir la figure 4.17). Il est possible de choisir sur un certain nombre de critères, comme par exemple :

- le champ d'observation,
- le numéro du CCD,
- le nombre minimum de détections souhaitées à partir d'une certaine date,
- la magnitude maximum de l'objet (pour la spectroscopie),
- un indice de forme, noté $CGal$, permettant de savoir si l'objet a un profil d'étoile ($CGal = 0$), de galaxie ($CGal = 1$), ou encore s'il n'y a pas d'hôte ($CGal = 2$),
- le taux d'accroissement du flux,
- ...

La visualisation rapide des vignettes des images de recherche, de référence et de soustraction, ainsi que les courbes de lumière pour chaque candidat permet d'éliminer aisément les artefacts de soustraction tels que les astéroïdes, les cosmiques, les défauts de soustraction, ... Parmi les différentes détections disponibles, seule la vignette de meilleur rapport signal/bruit est affichée.

Des informations supplémentaires sont ensuite disponibles pour chaque événement (voir figure 4.18). On peut notamment visualiser le suivi du candidat, et l'évolution de sa courbe de lumière, dans les différentes bandes spectrales avec lesquelles il a été observé. Les informations telles que le taux d'accroissement du flux (noté “% inc”) ou encore la distance de l'objet à son hôte vont permettre d'estimer s'il s'agit d'une SN Ia, d'un noyau actif de galaxie (AGN) ou encore d'une étoile variable.

La personne ayant effectuée l'inspection visuelle peut maintenant choisir un status pour définir le type du candidat (AGN = -3, étoile variable = -2, SN possible = 3, mauvaise soustraction = -99, ...) tout en ajoutant un commentaire. Afin de diminuer les erreurs éventuelles, l'inspection visuelle est faite par plusieurs personnes et est validée par un *superscanneur*.

Les données sont également réduites et analysées par nos collaborateurs canadiens¹². Ils proposent de la même manière une liste de candidats pour les observations spectroscopiques. Les candidats canadiens et français coïncident à plus de 90 %.

4.4 Suivi spectroscopique

Les candidats les plus prometteurs sont ensuite observés spectroscopiquement. Les observations nécessitent l'aide des plus grands télescopes au sol, ceux de 8-10 mètres de diamètre, à cause de la faible luminosité des supernovæ distantes.

Un temps d'observation conséquent a été alloué aux différents télescopes : 60 heures par semestre pour le VLT et le Gemini, et 3 nuits par an pour le Keck. Concernant le suivi au VLT, dans lequel les

¹²<http://legacy.astro.utoronto.ca/>

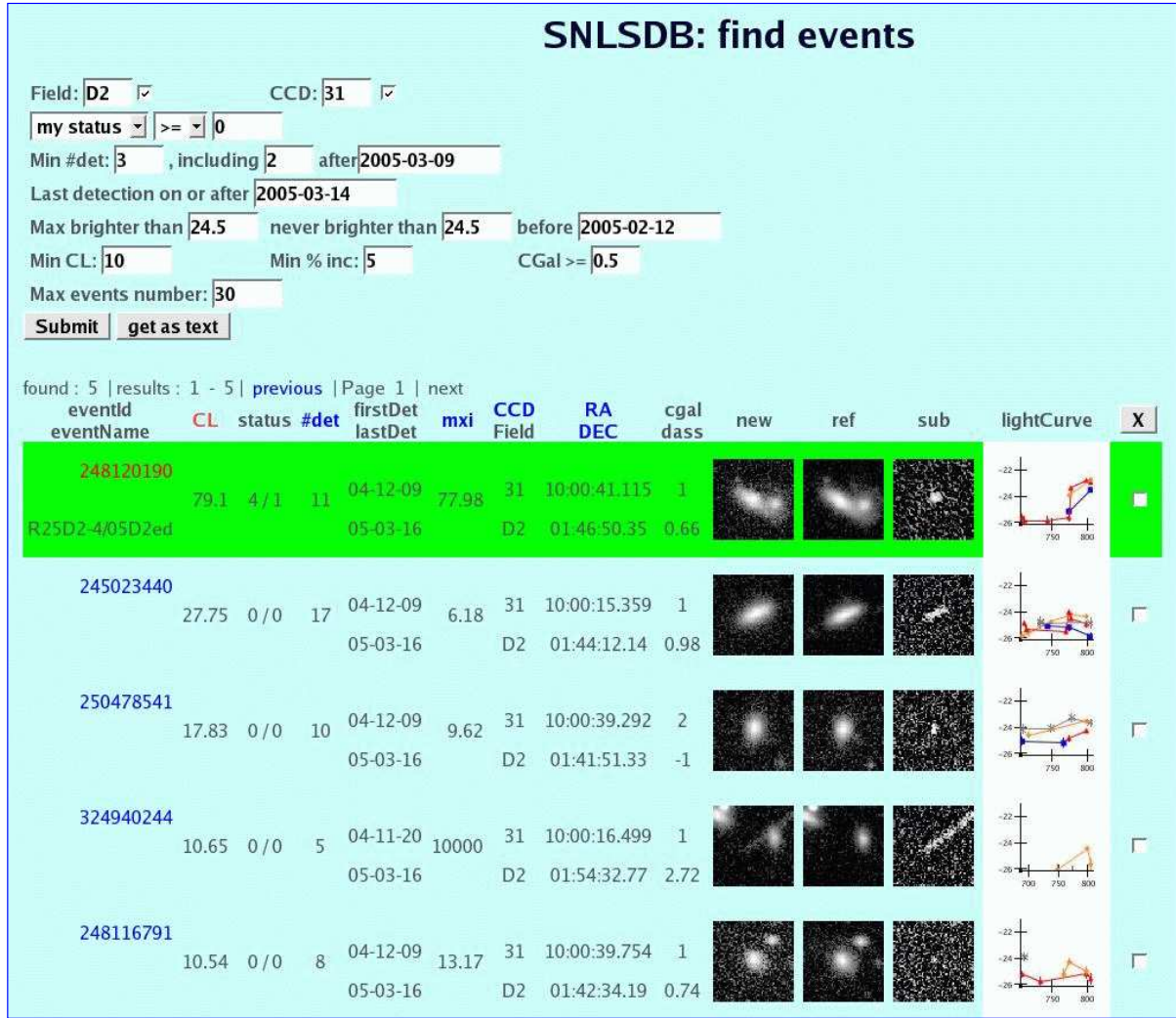


FIG. 4.17 – Interface web pour l’inspection visuelle des résidus de la soustraction. Les vignettes et l’application de coupures bien choisies permettent d’éliminer rapidement les défauts de soustraction ou encore des objets du type astéroïdes, cosmiques,...

européens sont fortement impliqués, les observations s’effectuent en mode *Service*, c’est-à-dire que les observations sont réalisées par les astronomes résidents qui adaptent le temps d’allocation en fonction de la priorité des programmes et des conditions météo. Des groupes de priorité ont donc été établis, et le programme de suivi des SNe Ia se trouve être dans le groupe de très grande priorité (*Target of Opportunity Mode*).

La spectroscopie est une étape essentielle pour l’identification des objets, mais également pour déterminer leur décalage vers le rouge. Celui-ci est obtenu à l’aide des raies d’émission présentes dans le spectre de la galaxie hôte, dans le cas idéal où celle-ci est visible, et à l’aide des raies, plus larges, de la supernova elle-même dans le cas contraire.

Un exemple de spectre obtenu au VLT, et après avoir réduit les données est présenté sur la figure 4.19. Il s’agit de la supernova 03D4ag, ayant un décalage vers le rouge de $z = 0.28$. Pour des détails sur les observations spectroscopiques au VLT, et sur la réduction des données, on pourra consulter Sainton (2004).

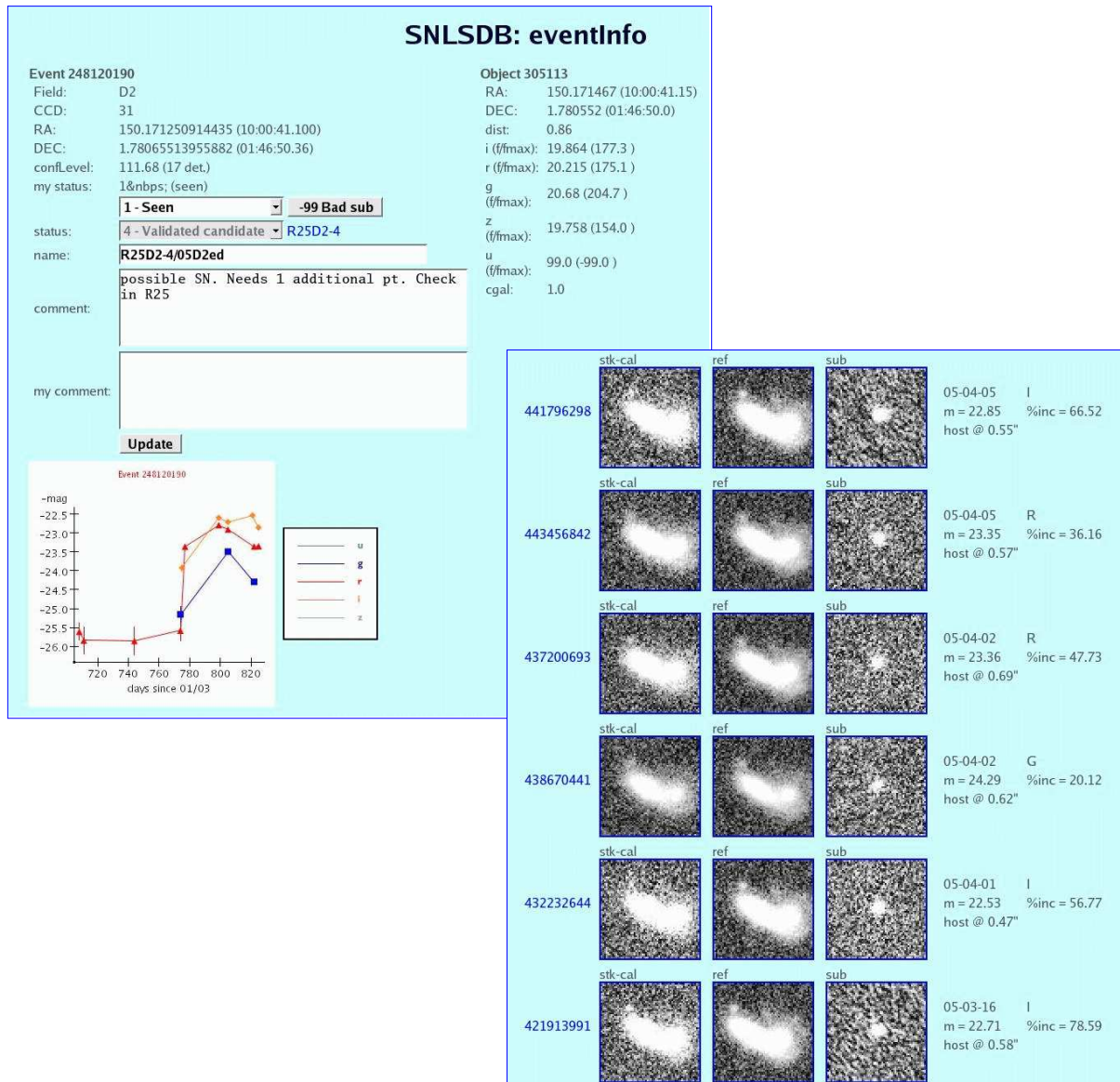


FIG. 4.18 – Informations diverses et images de suivi d'un candidat dans différentes bandes spectrales. Les informations telles que le pourcentage d'accroissement du flux ou encore la distance à la galaxie hôte vont permettre d'éliminer les objets comme les étoiles variables ou encore les noyaux actifs de galaxie.

4.5 Status

Le tableau 4.6 récapitule le nombre d'événements par type d'objets ayant été observés spectroscopiquement, au cours d'une période centrée sur une nouvelle Lune, c'est-à-dire par temps noir. Les observations s'étalent depuis avril 2003 jusqu'à mars 2005.

Dans ce tableau, les différents types de supernovæ sont comptabilisés, ainsi que les noyaux actifs de galaxie (AGN) et les objets qui n'ont pu être identifiés. Les objets notés "SN Ia ?" possèdent un spectre qui semble être celui d'une supernova de type Ia, mais où une autre interprétation reste possible. Une confirmation ultérieure (spectroscopique ou photométrique) permettrait de déterminer le type de l'objet précisément. On constate que pour un total de 280 objets ayant fait l'objet d'une observation

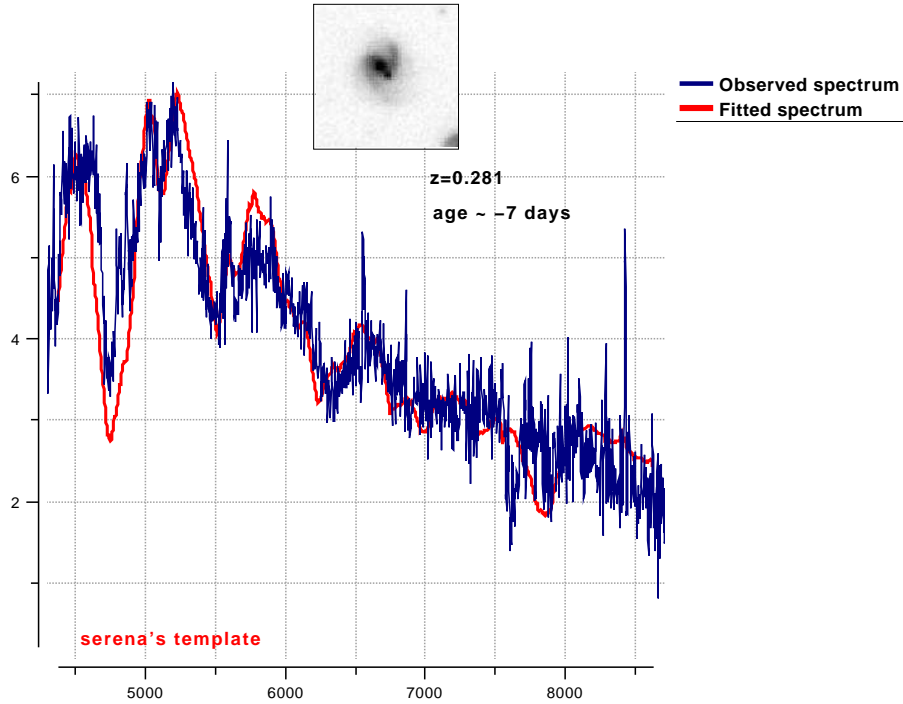


FIG. 4.19 – Exemple de spectre obtenu au VLT, avec l'instrument FORS1¹⁴, et pour un temps d'intégration de 2×750 s. Il s'agit de la supernova 03D4ag (voir l'icône), à $z = 0.28$.

spectroscopique, 150 SN Ia/SN Ia ? ont été identifiées. On compte parmi ces dernières 108 SN Ia et 42 “SN Ia ?”.

La figure 4.20 montre le progrès du suivi SNLS pour la même période que précédemment (avril 2003-mars 2005). On peut y lire le nombre cumulé des candidats SN détectés de tous types, la quantité de ces candidats qui ont fait l'objet d'une observation spectroscopique et enfin ceux qui ont été confirmés comme des SNe Ia. Au mois de mars 2005, on compte 738 candidats détectés dont 150 SNe Ia confirmés pour 280 objets observés spectroscopiquement.

Mentionnons toutefois que la météo au Mauna Kea n'a pas été des plus clémentes entre fin 2003 et début 2004. La campagne de février 2004 a été complètement perdue, et le nombre de détection a été très faible.

La figure 4.21 indique la distribution par intervalle de 0.1 en décalage vers le rouge pour les supernovæ identifiées Ia ainsi que les probables, les “Ia ?”. On remarque qu'au-delà de $z = 0.6$ le flot de SN Ia/SN Ia ? identifiées diminue. Cela vient du fait que des objets trop faibles ne peuvent être observés spectroscopiquement, il y a donc une limitation en magnitude. La distribution observée sur la figure 4.21 correspond à une limitation en magnitude de $i' \simeq 24.2$, pour la spectroscopie. On remarque également que le nombre de “SN Ia ?” augmente avec le décalage vers le rouge. Le spectre de ces objets lointains est en effet assez bruité rendant ainsi l'identification difficile.

Mentionnons que le VLT offre la possibilité de prendre le spectre de plusieurs objets en même temps, c'est le mode dit MOS (*Multi Object Spectroscopy*). Cela permet de ré-observer des candidats qui n'ont pu être identifiés (en même temps qu'un nouveau candidat), et déterminer ainsi leur décalage vers le rouge.

¹⁴<http://www.eso.org/instruments/fors1/>

Nouvelle Lune	SN Ia-SN Ia ?	SN Ib/c	SN I	SN II	SN	AGN	Non identifiés	Total spectrés
2003-04-01	1	0	0	2	0	0	1	4
2003-05-01	5	0	0	0	0	0	0	5
2003-05-31	3	0	0	0	0	0	0	3
2003-06-29	4	1	0	1	0	4	3	13
2003-07-29	0	0	0	1	0	0	2	3
2003-08-27	4	0	0	1	0	3	1	9
2003-09-26	9	0	0	0	0	1	6	17
2003-10-25	2	1	0	3	0	1	1	8
2003-11-23	6	0	0	2	0	0	3	11
2003-12-23	5	0	0	2	0	1	1	9
2004-01-21	9	0	0	5	0	0	3	17
2004-02-20	0	0	0	0	0	0	0	0
2004-03-20	4	0	0	1	0	1	2	8
2004-04-19	14	2	0	2	0	0	4	22
2004-05-19	7	0	1	0	1	0	5	14
2004-06-17	5	0	0	0	0	0	1	6
2004-07-17	10	0	1	2	1	1	1	16
2004-08-16	5	0	0	2	0	0	3	12
2004-09-14	16	0	1	0	1	0	1	20
2004-10-14	12	2	1	3	0	0	1	19
2004-11-12	6	1	0	1	0	4	4	17
2004-12-12	5	1	2	2	0	0	1	11
2005-01-10	7	0	1	0	0	0	4	12
2005-02-08	6	0	0	0	0	0	1	7
2005-03-10	5	0	0	0	0	0	12	17
Total	150	8	7	30	3	16	66	280

TAB. 4.6 – Statistiques de l'expérience SNLS, d'avril 2003 à mars 2005. Le nombre d'objets observés spectroscopiquement correspond à une période d'observation centrée sur une nouvelle Lune (temps noir).

4.6 Conclusion et perspectives futures

Le programme SNLS fonctionne maintenant depuis plus de deux ans. La robustesse de la nouvelle méthode d'observation (la méthode de recherche glissante) a été confirmée, le nombre de candidats identifiés comme SNe Ia ne cessant d'augmenter depuis le début du projet. L'utilisation de MegaCam a permis de découvrir un grand nombre de SNe Ia, mais également d'autres objets tels que des supernovæ de type II et Ib/c ainsi que des AGN, qui pourront être étudiés ultérieurement.

Parmi les objets observés spectroscopiquement, à l'aide du VLT, 150 SN Ia/SN Ia ? ont été identifiées, ce qui constitue à ce jour le plus grand échantillon obtenu à l'aide d'un seul télescope (le CFHT).

D'autres projets visent à étudier les SNe Ia. Notamment le *Nearby Supernova Factory*¹⁵, qui envisage de suivre spectro-photométriquement pendant cinq ans plusieurs centaines de SNe Ia proches, à des décalages vers le rouge compris entre 0.03 et 0.08. Cette véritable usine à supernovæ proches permettra entre autre d'avoir une meilleure compréhension de la physique de ces objets (Aldering et al. 2002a).

Enfin, un projet spatial, SNAP¹⁶, est également prévu pour le futur. L'observation d'un très grand

¹⁵<http://snfactory.in2p3.fr/>

¹⁶<http://snap.lbl.gov/>

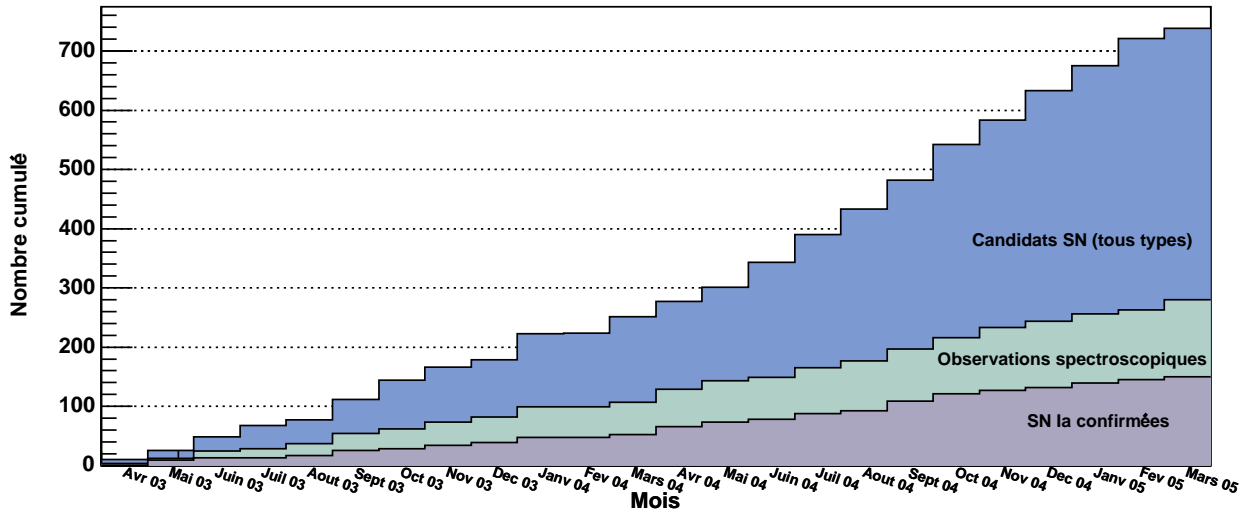


FIG. 4.20 – Progrès du suivi SNLS depuis avril 2003 jusqu’à mars 2005. 150 SN Ia ont été confirmées à cette date.

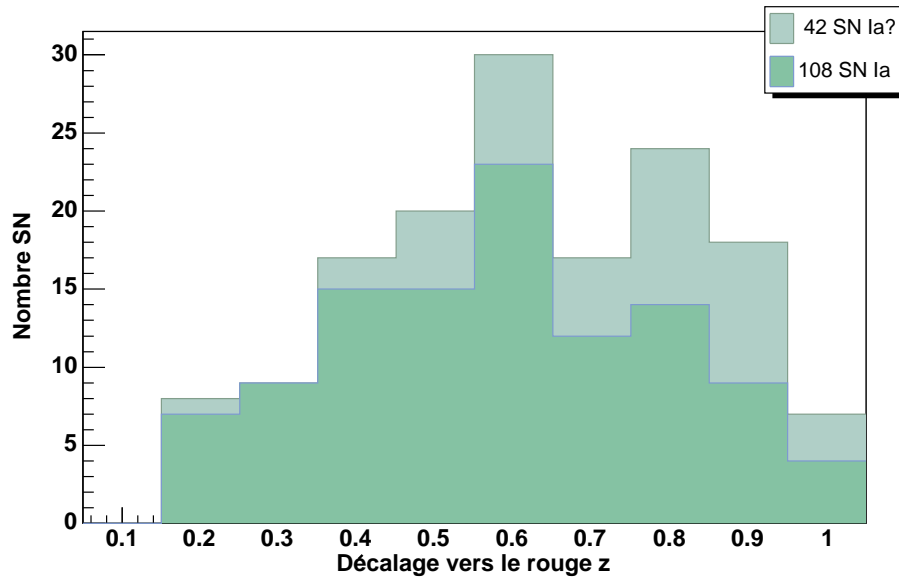


FIG. 4.21 – Distribution du décalage vers le rouge des $SN_{Ia}/SN_{Ia}?$ par intervalle de 0.1. Le nombre de SN observées au-delà de $z = 0.6$ est celui attendu pour une limitation (spectroscopique) en magnitude de $i' \simeq 24.2$.

nombre de SNe Ia (~ 2000) à grands décalages vers le rouge ($z > 1$) rendra possible la discrimination entre les différents modèles d’énergie noire (quintessence, constante cosmologique, ...).

Chapitre 5

Courbes de lumière

Introduction

Nous disposons maintenant d'un certain nombre de SNe Ia qui ont été identifiées, ont bénéficié d'un suivi photométrique, et dont il faut à présent construire les courbes de lumière.

La production d'une courbe de lumière se déroule en plusieurs étapes. La première étape, que nous avons décrite dans le chapitre précédent, consiste à traiter les images brutes fournies par le télescope. Au terme de cette étape, les sources sont identifiées, les catalogues d'objets sont construits et enfin une carte de poids est associée à chacune des images.

Celles contenant la supernova sont dans un premier temps rééchantillonnées afin de toutes avoir la même grille de pixels. Il est alors possible de passer à la prochaine étape : l'estimation du flux de la supernova à l'aide d'une photométrie différentielle, que nous allons décrire dans une première partie.

Nous présenterons ensuite la méthode pour calibrer les supernovæ afin d'exprimer leur magnitude dans le système naturel de MegaCam, ceci en utilisant des étoiles standard.

Enfin, nous exposerons dans une dernière partie la méthode permettant d'ajuster les courbes de lumière afin d'en déduire les paramètres qui seront utilisés pour la cosmologie.

5.1 Photométrie des supernovæ

L'étape de photométrie consiste à mesurer le flux d'un objet donné par un instrument, dans une bande spectrale donnée. Le flux de la supernova est calculé par la méthode de *photométrie différentielle*, décrite dans Fabbro (2001) et Raux (2003), après avoir aligner géométriquement et photométriquement les images.

5.1.1 Alignement géométrique et photométrique

Toutes les images individuelles contenant la supernova sont, en premier lieu, identifiées. Ces images sont ensuite rééchantillonnées et alignées sur une même référence géométrique. Cette dernière est choisie comme étant l'image de meilleure qualité. Nous disposons ainsi d'une même grille de pixels commune à toutes les images ; les mêmes coordonnées d'un pixel sur différentes images correspondent par conséquent à une même position sur le ciel. Cet alignement géométrique est réalisé pour toutes les images de science ainsi que pour les cartes de poids associées.

Cependant, le profil des étoiles n'est pas le même d'une nuit à l'autre, du fait de conditions atmosphériques différentes. Nous rappelons que ce profil est caractérisé par une fonction d'étalement d'une

source ponctuelle, représentant la réponse impulsionnelle du système atmosphère+télescope et appelée *Point Spread Function*, ou PSF.

On cherche alors à déterminer un noyau de convolution K^k qui amène la PSF de l'image de meilleure qualité, notée PSF^{ref} , à celle de l'image k de moins bonne qualité, PSF^k ; ceci afin d'éviter de dégrader encore plus cette dernière. Les images ne sont toutefois pas convoluées par ce noyau. Celui-ci est tel que :

$$PSF^k = PSF^{ref} \otimes K^k. \quad (5.1)$$

Ce noyau est ajusté sur des objets brillants et peu étendus, en suivant la méthode décrite dans Alard (2000). L'ajustement est robustifié en éliminant les objets présentant un résidu trop important par rapport au modèle d'ajustement. L'opération est répétée de manière itérative jusqu'à ce qu'il n'y est plus d'objets rejetés.

Il est important de noter que ce noyau, en plus d'aligner les PSF entre deux images, contient le rapport photométrique entre ces images. Ainsi les flux des étoiles sur les différentes images peuvent être exprimés dans les mêmes unités photométriques, en l'occurrence celles de l'image de référence.

Nous disposons ainsi d'images individuelles alignées géométriquement sur une même grille de pixels, non convoluées et dont les flux peuvent s'exprimer dans la même unité. Nous pouvons maintenant estimer le flux de la supernova à l'aide d'une photométrie différentielle.

5.1.2 Photométrie différentielle

Nous considérons un modèle, pour représenter l'intensité dans chaque pixel d'une image, qui est la somme d'une source ponctuelle variable avec le temps, représentant la supernova, d'une galaxie caractérisée comme étant un fond constant avec le temps mais variant spatialement, et enfin d'un fond de ciel. Ainsi l'intensité $I_{i,j}^k$ dans un pixel (i, j) et pour une image k s'écrit :

$$I_{i,j}^k = f^k PSF_{i,j}^{ref} \otimes K^k(x) + Gal_{i,j}^{ref} \otimes K^k + b^k. \quad (5.2)$$

avec les différentes composantes définies par :

- f^k le flux de la supernova dans l'image k ;
- $PSF_{i,j}^{ref}(x)$ la PSF de l'image de référence *ref* dans le pixel (i, j) et centrée sur la position x de la supernova ;
- $Gal_{i,j}^{ref}$ l'intensité de la galaxie hôte, constituée de pixels indépendants, de l'image de référence *ref* dans le pixel (i, j) ;
- b^k le fond de ciel de l'image k ;
- K^k le noyau de convolution qui aligne les PSF des images k et *ref*, et qui contient le rapport photométrique entre ces deux images.

Le modèle est ajusté simultanément sur toutes les images qui adressent la position de la supernova, dans une bande donnée. La minimisation s'effectue en fonction du flux de la supernova, de sa position, supposée la même sur toutes les images, des pixels indépendants composant la galaxie, et enfin du fond de ciel (qui peut être différent sur chaque image).

Afin de contraindre l'ajustement, il est nécessaire de fixer la valeur du flux de la supernova sur au moins une image. Pour cela, le flux de la supernova est fixé à 0 sur les images pour lesquelles il est négligeable, autrement dit pour celles prises longtemps avant ou longtemps après la date du maximum de luminosité, celle-ci étant déterminée durant la période de recherche.

Si l'on appelle $D_{i,j}^k$ la valeur de l'intensité mesurée du pixel (i, j) dans l'image k , et $W_{i,j}^k$ son poids correspondant, alors la quantité à minimiser est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_k \sum_{i,j} (I_{i,j}^k - D_{i,j}^k)^2 W_{i,j}^k. \quad (5.3)$$

Cette minimisation est réalisée indépendamment pour chaque filtre. Remarquons que seul le modèle est convolué, et non les images.

L'ajustement est réalisé sur des vignettes dont la taille est typiquement 50×50 pixels, et sur une centaine d'images. Cela conduit à un nombre de paramètres d'ajustement compris entre 2000 et 3000. L'ajustement est une nouvelle fois robustifié en mettant un poids nul aux pixels irrelevant, c'est-à-dire ceux dont les résidus à l'ajustement sont supérieurs à 5σ , puis en réitérant la procédure. Si l'on fixe la position de la supernova, l'ajustement est linéaire, et les incertitudes sur les flux diminuent. Par exemple, les incertitudes photométriques dans la bande z' peuvent être améliorées d'environ 10 % en imposant la position de la supernova obtenue dans la bande i' .

5.1.3 Flux par nuit de la supernova

Des corrélations positives entre pixels voisins sont introduites lors de l'étape de rééchantillonnage des images. Le fait de ne pas tenir compte de ces corrélations dans l'équation 5.3 conduit à sous estimer les erreurs sur les paramètres issus de l'ajustement (d'environ 20 % en moyenne, pour l'algorithme de rééchantillonnage utilisé ici). Afin de réduire ce problème, on choisit d'estimer le flux de la supernova sur chaque pose individuelle. Une position commune de la supernova et de la galaxie est ajustée sur toutes les images préservant ainsi la précision photométrique.

La figure 5.1 présente un exemple de courbe de lumière pour une supernova à $z = 0.36$, dans les quatre bandes spectrales, où les flux sont estimés pour chaque pose.

À l'issue de la minimisation, on extrait les valeurs des paramètres (flux et position de la supernova, composante galactique et fond de ciel) ainsi que la matrice de covariance des flux par pose.

Le flux de la supernova sur une nuit est obtenu par minimisation des flux de chaque pose, tout en utilisant la matrice, notée C_i , obtenue précédemment qui permet de prendre en compte les covariances entre les poses. On appelle F^i et F^n les vecteurs de flux par image et par nuit, respectivement, et A une matrice composée d'éléments de types booléens avec une ligne par image individuelle et une colonne par nuit, qui identifie les images individuelles appartenant à la nuit. La quantité à minimiser est donc :

$$\chi_n^2 = (F^i - A \times F^n)^T C_i^{-1} (F^i - A \times F^n). \quad (5.4)$$

Autrement dit, on doit calculer la quantité :

$$F^n = (A^T C_i^{-1} A)^{-1} A^T C_i^{-1} F^i, \quad (5.5)$$

et la matrice de covariance des flux par nuit associée :

$$C_n = (A^T C_i^{-1} A)^{-1}. \quad (5.6)$$

La minimisation est encore une fois robustifiée en éliminant les flux déviant de manière significative (au-delà de 5σ), et pouvant s'expliquer par la présence de rayons cosmiques mal identifiés, par exemple. En moyenne, 1.4 % des mesures sont ainsi éliminées.

On récupère ensuite le flux de la supernova pour une nuit ainsi que la matrice de covariance associée des flux par nuit, qui est normalisée pour que le χ_n^2 minimum par degré de liberté soit égal à 1. Cette matrice sera utilisée ultérieurement au moment de l'ajustement des courbes de lumière, comme nous le verrons. Cette procédure est bien sûr réalisée pour chaque filtre séparément.

La figure 5.2 présente la courbe de lumière finale obtenue, pour la même supernova que dans l'exemple précédent, et dans les quatre bandes $g'r'i'z'$. On pourra noter le bon échantillonnage des courbes de lumière, notamment autour du maximum de luminosité.

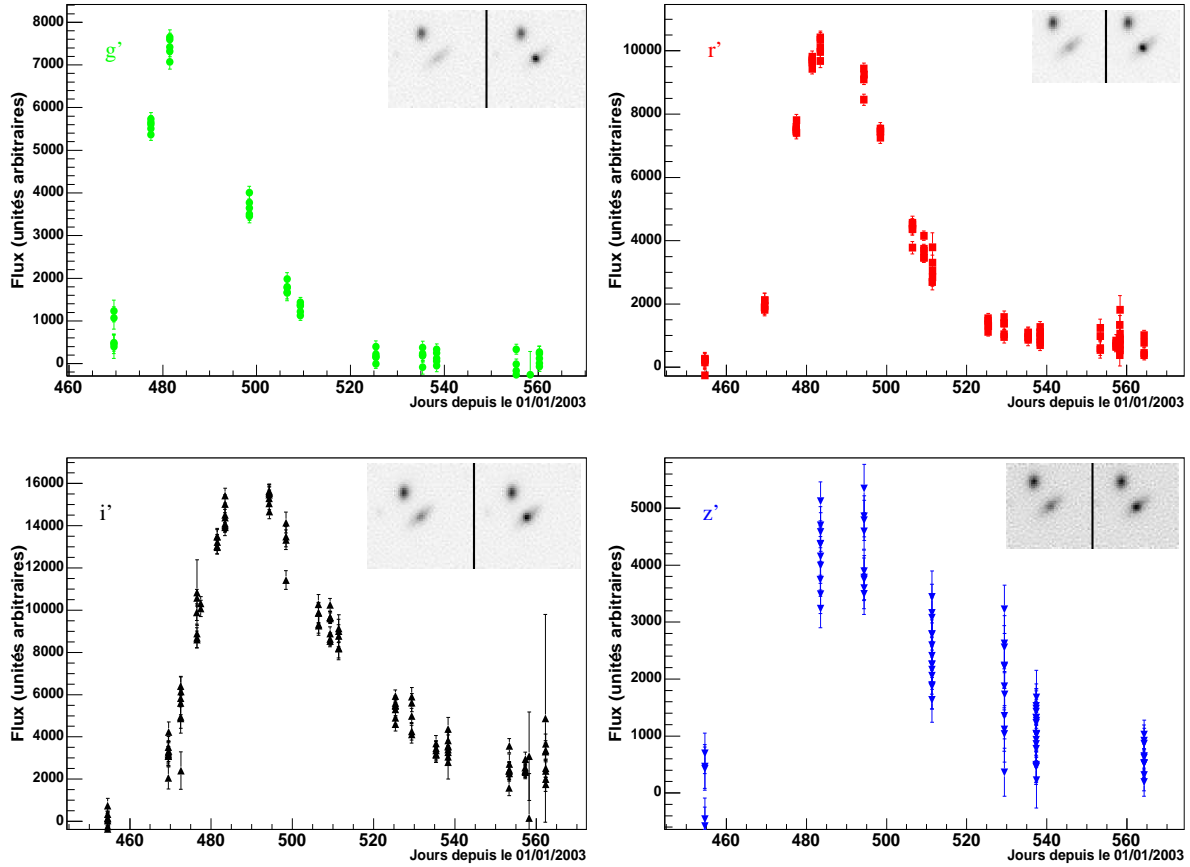


FIG. 5.1 – Courbes de lumière dans les 4 bandes spectrales $g'r'i'z'$ avec les flux estimés pour chaque pose d'une même nuit. Il s'agit de la supernova 04D3fk ayant un décalage vers le rouge de $z = 0.36$. Les vignettes représentent le modèle, dans chaque bande, sans et avec la supernova.

5.2 Calibration photométrique

Les flux obtenus précédemment, par photométrie différentielle, sont tous exprimés dans les mêmes unités instrumentales. Or la cosmologie repose sur la comparaison de supernovæ (proches et lointaines), autrement dit de rapport de flux. Il faut donc que celles-ci soient exprimées dans un même système d'unité. Ce système est choisi comme étant celui des magnitudes, car les étoiles servant de source de calibration sont exprimées en magnitudes.

L'étape de calibration photométrique consiste donc à assigner des magnitudes aux supernovæ. Cette étape se subdivise en deux parties, que nous présenterons :

1. Attribuer des magnitudes aux étoiles de champ à partir des étoiles standard.
2. Attribuer des magnitudes aux supernovæ, en mesurant le rapport de flux entre les étoiles de champ (précédemment calibrées) et la supernova.

Déterminer la magnitude d'une étoile par rapport à une étoile dont la magnitude est déjà connue consiste à mesurer le rapport de flux entre ces étoiles, en effet nous rappelons :

$$m_{*1} - m_{*2} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f_{*1}}{f_{*2}} \right). \quad (5.7)$$

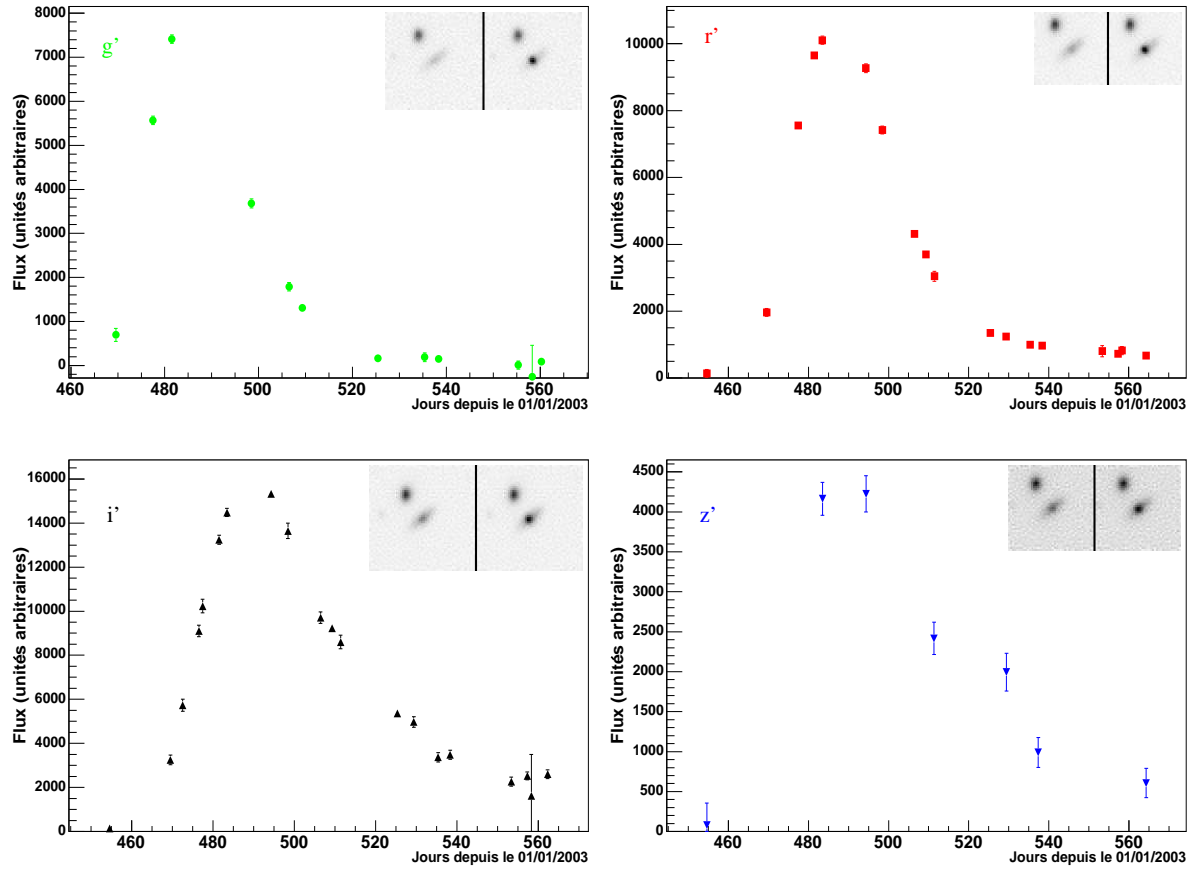


FIG. 5.2 – Courbes de lumière de la supernova 04D3fk après avoir calculé le flux pour chaque nuit, et dans chaque bande spectrale. De même que précédemment, les vignettes représentent le modèle, dans chaque bande, sans et avec la supernova.

5.2.1 Calibration des étoiles de champ

Il s'agit ici d'attribuer des magnitudes à des étoiles de référence présentes sur les images contenant la supernova. Pour cela, on mesure les rapports de flux entre ces étoiles et des étoiles standard dont on connaît les magnitudes. On désire également exprimer les magnitudes des étoiles dans le système naturel de MegaCam, ce qui demande de déterminer les équations de transformation pour pouvoir passer d'un système (celui des étoiles standard) à l'autre (celui de MegaCam).

• Catalogues d'étoiles standard

Concernant les étoiles standard, divers catalogues sont disponibles :

- les catalogues de Landolt (1983) et Landolt (1992) qui utilisent les filtres standard Johnson-Cousins $UBVR$ I et un système de magnitude utilisant Véga comme étoile de référence ;
- le catalogue de Smith (2002), utilisé par le SDSS, se servant des filtres $u'g'r'i'z'$ et basé sur le système des magnitudes AB (se référer à l'annexe A pour la définition).

Étant donné que les filtres MegaCam et ceux équipant le télescope de 2.5 mètres du SDSS (noté

SDSS 2.5- m^1) sont très similaires, nous avons d'abord pensé à prendre le catalogue du SDSS pour calibrer nos supernovæ. Cependant des erreurs systématiques subsistent dans les transformations de couleur permettant de passer des magnitudes de Smith (2002) aux magnitudes de Landolt (1983) ; ces dernières étant par ailleurs très fortement utilisées notamment pour calibrer les supernovæ proches. L'origine de ces erreurs systématiques est probablement due au fait que les calibrateurs primaires du SDSS (étoiles très faibles) et Véga (très brillante) sont incompatibles (Fukugita et al. 1996). Il faudrait pouvoir mesurer les calibrateurs et Véga avec le même instrument, ce qui se révèle très difficile mais néanmoins indispensable.

En outre, la construction du diagramme de Hubble, qui va permettre de déterminer les paramètres cosmologiques, demande de comparer les SNe Ia proches aux SNe Ia lointaines. Aussi afin de ne pas ajouter d'erreurs systématiques supplémentaires, nous choisissons d'utiliser le même catalogue de calibration que pour les SNe Ia proches : celui de Landolt. Les étoiles du catalogue du SDDS, qui couvre les champs D2 et D3, seront utilisées ultérieurement pour s'assurer que la détermination des transmissions de MegaCam sont correctes (paragraphe 5.3).

• Photométrie des étoiles de champ

Les champs d'étoiles standard et les champs de science sont observés chaque nuit, et dans chaque bande spectrale, avec MegaCam. En mesurant les rapports de flux entre les étoiles standard (de magnitudes connues) et les étoiles de champ il va être possible d'attribuer une magnitude à ces dernières. Mais cela demande de prendre certaines précautions. En effet, les conditions d'observation doivent être le plus proche possible et les flux doivent être obtenus à l'aide de la même méthode de photométrie.

Il faut par exemple tenir compte du temps d'exposition qui est différent : de l'ordre de quelques secondes pour les standards à plusieurs centaines de secondes pour les étoiles de champ. Il y a également la colonne d'air traversée par la lumière qui peut varier au cours de la nuit. Cette colonne d'air est représentée par une quantité sans dimension, X , appelée *masse d'air*, et définie comme le rapport entre la colonne d'air le long de la ligne de visée et la colonne d'air au zénith. On a donc $X = 1$ au zénith. Les termes de masse d'air sont donnés par Elixir². La correction des flux pour la masse d'air est exponentielle, et devient donc linéaire en magnitude. Le coefficient de masse d'air dépend essentiellement du site et de la longueur d'onde, et les corrections sont petites. Ainsi les mesures effectuées sur chacun des objets sont ramenées en coups d'ADU (*Analogic to Digital Unit*) par seconde, et à une masse d'air de $X = 1$.

On sélectionne ensuite les nuits dites *photométriques*. Ces nuits sont définies comme des nuits où les variations de l'absorption atmosphérique sont faibles. La sélection de ces nuits s'effectue à l'aide de SkyProbe³ ; il s'agit d'un instrument couvrant un champ de 5×5 deg, dirigé dans la direction de pointé du télescope. Il surveille l'atténuation de l'atmosphère au sommet du Mauna Kea, en observant les étoiles du catalogue fourni par le satellite Hipparcos⁴ qui a scanné le ciel de manière uniforme. Un exemple typique d'une nuit photométrique est présenté sur la figure 5.3. Ces nuits photométriques permettent de s'assurer que la transparence de l'atmosphère ne change pas entre les observations des standards et celles des étoiles de champ au cours de la nuit.

Pour chacune de ces nuits, les étoiles les plus brillantes sont sélectionnées (~ 50 par CCD), et leur flux est évalué à l'aide d'une photométrie d'ouverture, dont le principe consiste à intégrer le flux dans un rayon centré sur l'étoile. Bien que moins précise qu'une photométrie de PSF, celle-ci est néanmoins largement suffisante étant donné le nombre important d'images de science dont nous disposons. Cependant la qualité de l'image, que l'on notera IQ , varie le long de la mosaïque de MegaCam. C'est pourquoi, afin

¹<http://www.sdss.org/dr3/instruments/imager/>

²<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/home.html>

³<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/skyprobe/support.html>

⁴<http://www.rssd.esa.int/Hipparcos/>

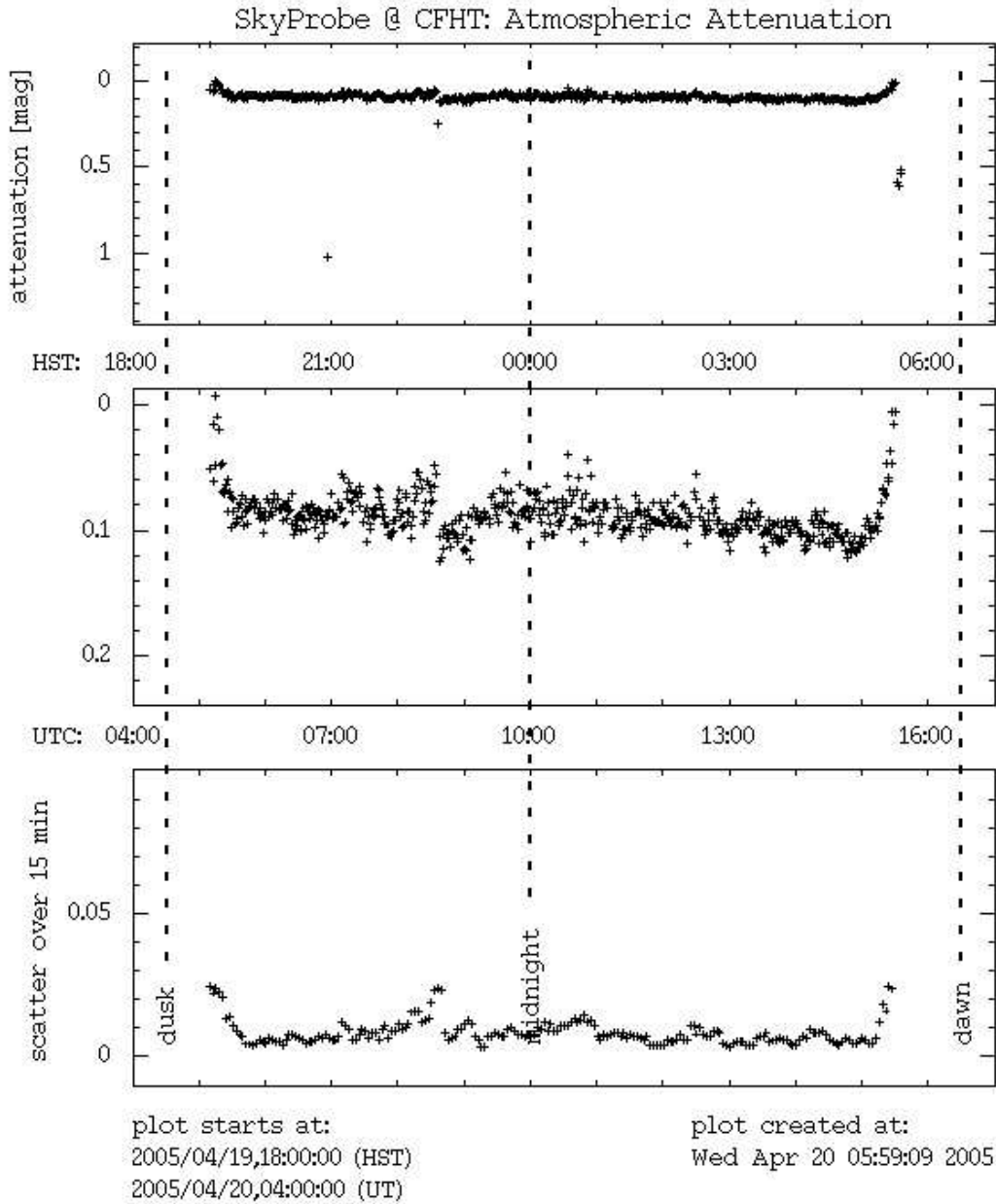


FIG. 5.3 – Atténuation de l’atmosphère mesurée par l’instrumente SkyProbe, dans la bande V, pour une nuit photométrique. L’évolution de l’atténuation atmosphérique est présentée en haut, avec un agrandissement sur la figure du milieu. La partie du bas représente la dispersion, mesurée toutes les 15 minutes. On voit ici que l’atténuation reste quasi constante au cours de la nuit, et que la dispersion est très faible ($\lesssim 2\%$).

de minimiser les pertes de flux dues à ce type de photométrie, on choisit un rayon d’ouverture variable en fonction de IQ . La figure 5.4 présente la relation, en fonction de IQ , de la fraction de flux inclus dans une ouverture donnée (de rayon fixe ou variable). On constate que dans le cas où le rayon d’ouverture est fixe, la fraction de flux mesuré décroît lorsque la qualité de l’image augmente ; alors que c’est l’inverse dans le cas d’un rayon variable, traduisant le fait que l’effet a été “sur-corrigé”. Cependant la valeur de

la pente de cette relation est plus faible, en valeur absolue, dans le deuxième cas. Ce qui nous conduit à utiliser plutôt une photométrie d'ouverture à rayon variable.

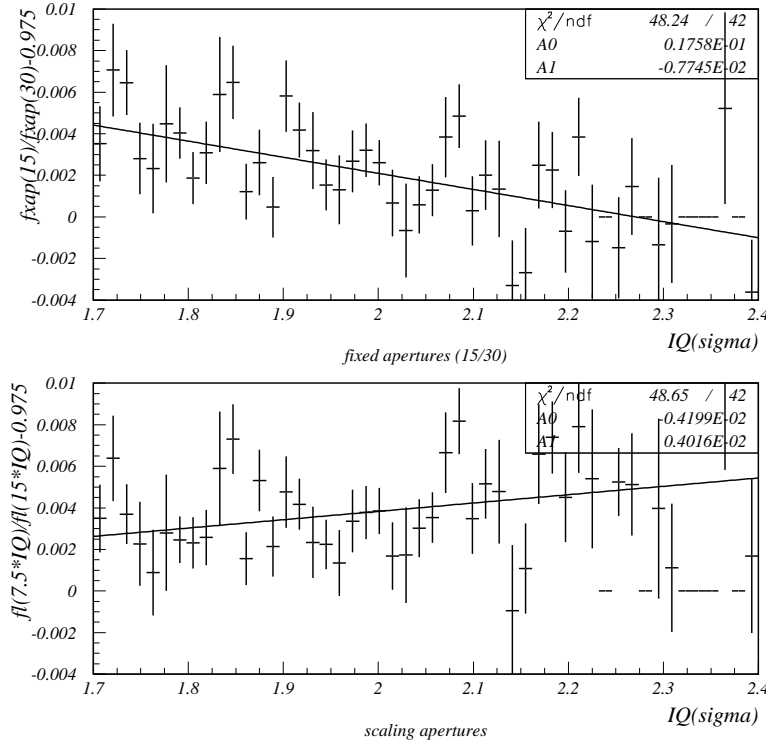


FIG. 5.4 – Fraction de flux mesuré dans un rayon d'ouverture fixe (en haut) ou variable (en bas) en fonction de la qualité de l'image, IQ . L'effet de la variation du flux en fonction de IQ est réduit dans le deuxième cas.

Les flux des étoiles de champ sont finalement moyennés sur une nuit. La même méthode de photométrie d'ouverture est appliquée aux étoiles standard pour calculer leur flux, excepté que ceux-ci ne sont pas moyennés puisque nous ne disposons dans ce cas que d'une seule image, pour un champ donné.

• Magnitude des étoiles de champ

Nous rappelons que les magnitudes des étoiles standard sont connues dans le système de Landolt. Nous devons donc déterminer les équations de transformation permettant de passer du système de magnitudes Landolt au système MegaCam. Pour cela, nous construisons un diagramme couleur-couleur⁵ de type $(m_M - m_L)$ en fonction de $(m_{1L} - m_{2L})$, où m_L et m_M sont respectivement les magnitudes Landolt et MegaCam. Nous reportons sur ce diagramme les observations des étoiles de Landolt effectuées avec MegaCam, ainsi que les magnitudes synthétiques (voir annexe A). Ces dernières sont obtenues à l'aide des transmissions des filtres effectifs et des spectres de standard spectrophotométriques. L'ordonnée à l'origine de ce diagramme nous donne alors une estimation du point zéro MegaCam pour une nuit donnée (voir la définition du point zéro dans l'annexe A). Ces points zéros sont finalement appliqués à la même nuit aux étoiles de champ afin de déterminer leurs magnitudes MegaCam. La figure 5.5 montre le diagramme couleur-couleur des magnitudes synthétiques et des magnitudes observées Landolt et Me-

⁵Nous rappelons que la couleur correspond à un rapport de flux : $m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \frac{f_1}{f_2}$.

gaCam. On peut noter le très bon accord dans toutes les bandes.

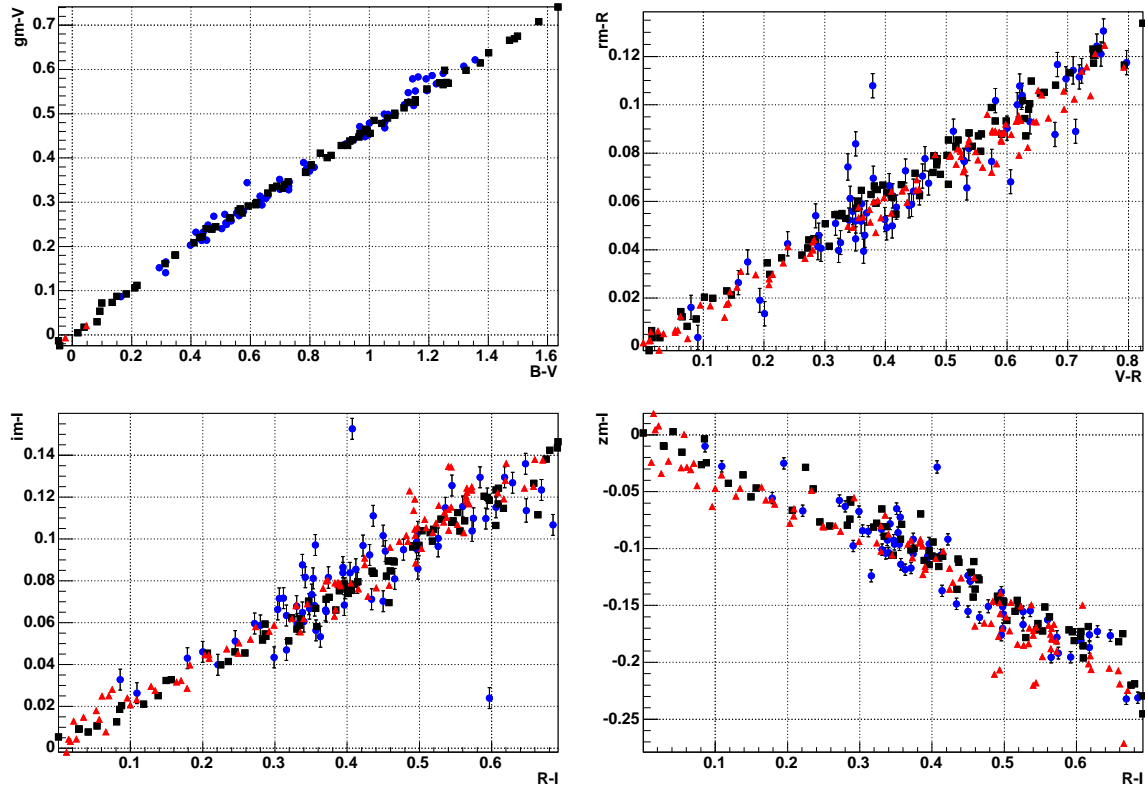


FIG. 5.5 – Diagramme couleur-couleur Landolt/MegaCam pour les magnitudes synthétiques⁷ (carrés noirs et triangles rouges) et observées (ronds bleus). On remarque le très bon accord dans toutes les bandes. Les magnitudes MegaCam sont indexées par m .

Nous disposons donc pour chaque champ d'un catalogue d'étoiles calibrées, dont la magnitude est exprimée dans le système naturel de MegaCam. Nous devons maintenant attribuer une magnitude aux supernovæ.

5.2.2 Calibration des supernovæ

Rappelons tout d'abord que les flux des supernovæ ont été mesurés à l'aide d'une photométrie différentielle et sont tous exprimés dans la même unité. Afin de pouvoir comparer les flux des supernovæ aux étoiles de champ, calibrées, il est donc nécessaire de déterminer le flux de ces étoiles de la même manière que pour les supernovæ.

On procède donc à une photométrie différentielle, en utilisant le même modèle que celui décrit dans l'équation 5.2, mais pour lequel on fixe à 0 la contribution de la galaxie. Les possibles erreurs systématiques, dues en particulier à la modélisation de la PSF et des noyaux de convolution, sont éliminées en calculant le rapport de flux des supernovæ et des étoiles de champ.

⁷Magnitudes reconstruites à partir d'étoiles standard spectrophotométriques et des filtres de l'instrument considéré, voir l'annexe A

On dispose ainsi d'un flux par image pour chaque étoile de calibration, ces flux étant tous exprimés dans la même unité, comme dans le cas des supernovæ. À partir des magnitudes obtenues précédemment pour les étoiles de champ, un point zéro ZP (pour la photométrie différentielle) est extrait pour chaque étoile et pour chaque image. Ces points zéros sont supposés identiques pour toutes les étoiles, on peut donc les moyenner sur l'ensemble des étoiles de champ, pour une bande donnée. La figure 5.6 présente les valeurs des points zéros en fonction du numéro de l'image, de la magnitude d'une étoile de champ et de sa couleur, pour le champ D4 et le CCD 10. La distribution de ces ZP est également montrée. Cela permet de mettre en évidence l'absence d'une quelconque tendance systématique, permettant de prendre pour point zéro une moyenne robustifiée. On doit prendre une moyenne robustifiée car le catalogue contient quelques étoiles variables (on peut en voir une sur la figure 5.6), que nous n'avons pas pris le temps d'éliminer.

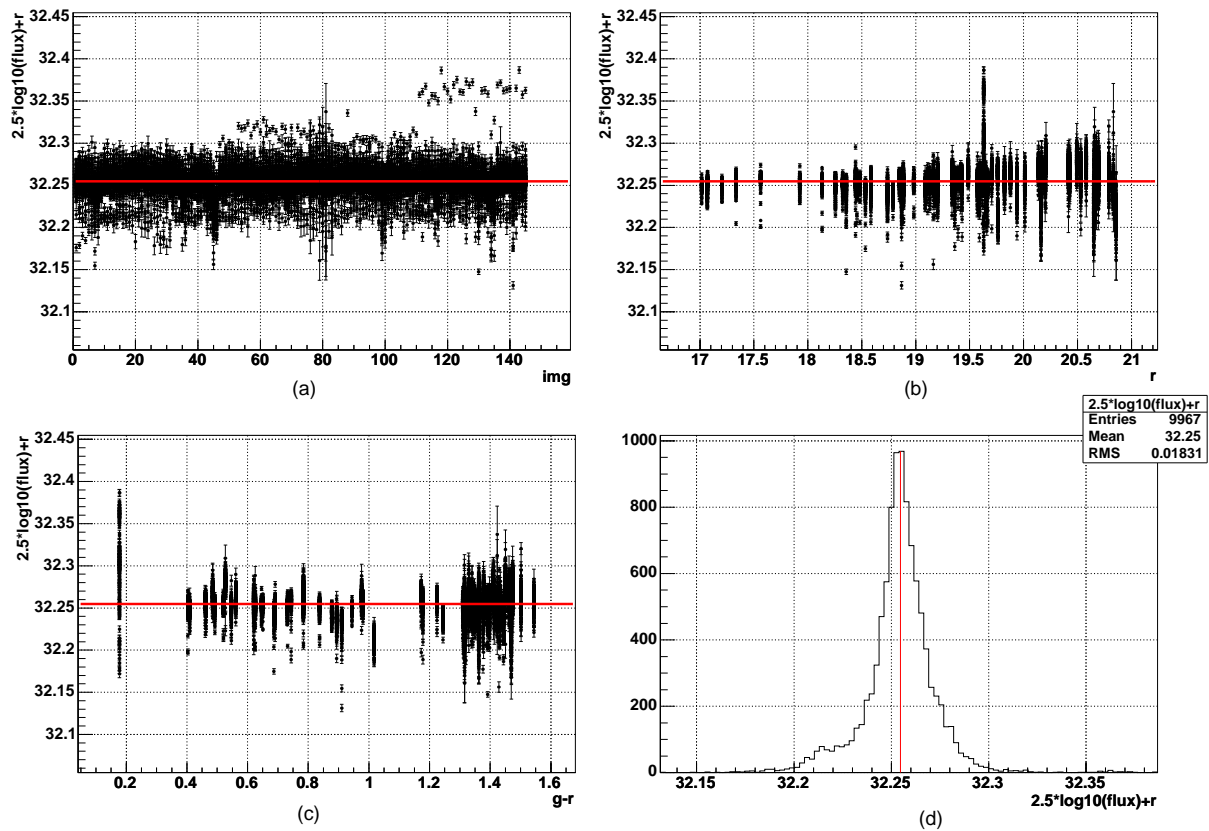


FIG. 5.6 – Détermination du point zéro pour la CCD 10 et le champ D4. L'évolution des points zéros déterminés pour chaque étoile et chaque image est présentée en fonction de plusieurs variables : numéro de l'image (a), magnitude des étoiles de champ (b) et couleur (c). En prenant la moyenne de la distribution (d), on obtient un point zéro de : $ZP = 32.255 \pm 0.007$, à partir d'un lot de 71 étoiles de science. On notera la présence d'une étoile variable, parmi le lot d'objets utilisés, mais qui est facilement identifiable.

Un point zéro est donc associé à chaque supernova et dans chaque bande spectrale, permettant ainsi de déterminer la magnitude de la supernova, dans toutes les bandes.

Le schéma 5.7 récapitule, de manière simplifiée, les différentes étapes de la calibration menant à la détermination de la magnitude de la supernova dans le système de magnitudes naturel MegaCam.

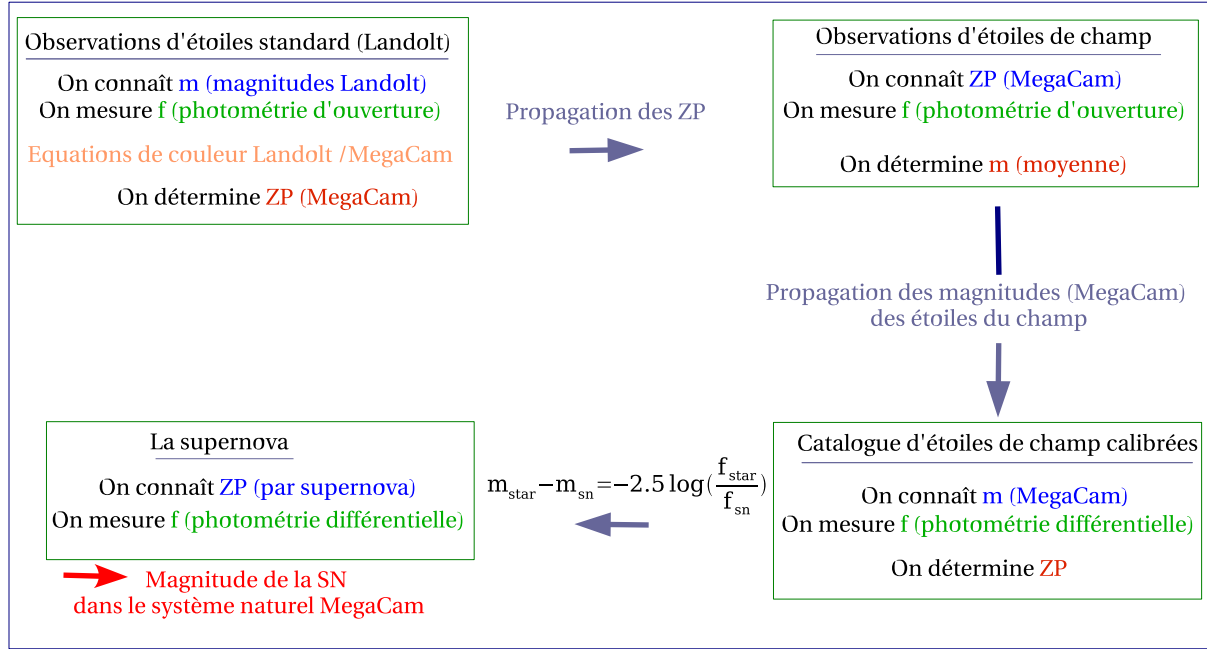


FIG. 5.7 – Schéma récapitulatif des différentes étapes de la calibration menant à la détermination de la magnitude de la supernova dans le système naturel MegaCam.

5.2.3 Fausses supernovæ

Afin de voir si nous arrivons à bien retrouver le rapport entre le flux d'une supernova et d'une étoile de calibration, nous simulons des fausses supernovæ dans une galaxie hôte. Pour que ces fausses supernovæ soient aussi réalistes que possible, on sélectionne une étoile brillante, mais non saturée. On extrait ensuite une vignette contenant cette étoile, que l'on réduit d'un facteur connu et que l'on copie ensuite à une place différente sur la même image (et sur une galaxie), sans rééchantillonner. On place ce même objet sur la moitié des images que nous avons, en utilisant un même rapport photométrique sur toutes les images.

On calcule alors le flux des faux objets à l'aide de la même procédure de photométrie différentielle que dans le cas des supernovæ, et le flux de l'objet copié à l'aide de la méthode de photométrie utilisée pour les étoiles de calibration (c'est-à-dire sans une galaxie sous-jacente). On reproduit ainsi la manière de mesurer les rapports de flux entre les vraies supernovæ et les étoiles de calibration.

On peut alors comparer le rapport obtenu entre les flux des fausses supernovæ (200 ont été simulées avec un faible rapport signal sur bruit) et des étoiles de champ et le rapport photométrique attendu. La figure 5.8 montre les pulls (résidus de flux normalisés par l'erreur sur le flux) comme fonction de la magnitude, de la différence de magnitude avec la galaxie hôte et du rapport signal/bruit (sur toutes les images). Aucun biais significatif n'est visible.

5.3 Filtres MegaCam

Les supernovæ sont maintenant calibrées, leurs magnitudes sont exprimées dans le système naturel de MegaCam. Cependant les magnitudes qui interviennent dans le diagramme de Hubble sont les magnitudes dans le référentiel de la supernova. Il faut donc passer d'un filtre observateur à un filtre dans le référentiel au repos, ce qui est réalisé par l'intermédiaire des corrections-K interbandes, présentées dans le chapitre 3. Ces corrections font intervenir, en plus du spectre de l'étoile de référence, les transmissions

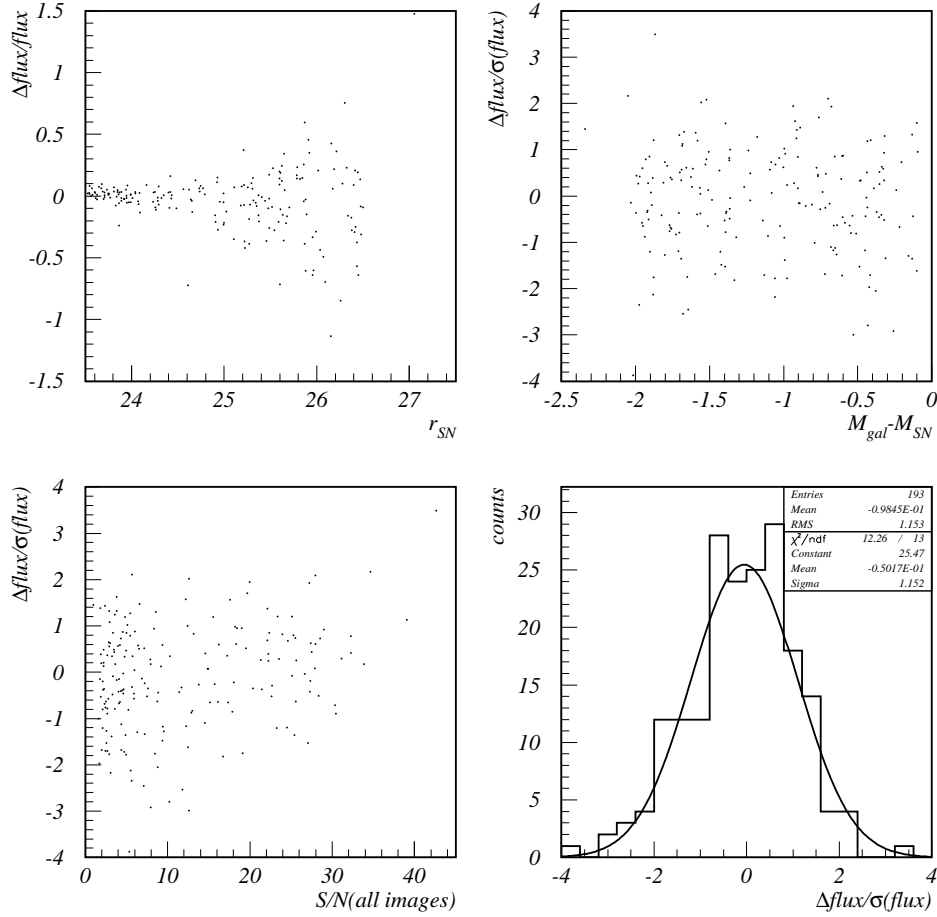


FIG. 5.8 – Pull des flux en fonction de la magnitude (r_{SN}), de la différence de magnitude avec la galaxie hôte ($M_{gal} - M_{SN}$) et du rapport signal/bruit (S/N). La distribution du pull est compatible avec une gaussienne d'écart type 1.15.

des filtres observateurs. Il est donc nécessaire de vérifier que ces transmissions, et en particulier leur longueur d'onde centrale (qui importe au premier ordre), sont déterminées correctement.

Pour cela, on construit des diagrammes synthétiques couleur-couleur, en intégrant des spectres d'étoiles dans les bandes passantes de MegaCam. On compare ensuite le résultat avec les couleurs obtenues à partir des observations d'étoiles.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 4, les transmissions des filtres MegaCam sont obtenues en multipliant les bandes passantes de l'ensemble du système d'observation (atmosphère+instrument). Nous rappelons que les diverses composantes sont :

- la fonction de réponse du filtre, donnée par le constructeur,
- l'efficacité quantique,
- la transmission du système optique,
- la transmission moyenne de l'atmosphère au sommet du Mauna Kea.

Les transmissions de ces filtres effectifs sont représentées sur la figure 4.7

Afin de vérifier que les transmissions des filtres MegaCam sont bien déterminées, on les compare aux transmissions des filtres du télescope SDSS 2.5-m. En effet, ces deux jeux de filtres sont assez proches et les termes de couleur entre ces deux instruments sont très bien connus, grâce aux observations communes d'un millier d'étoiles dans les champs D2 et D3.

Un diagramme couleur-couleur est alors construit en reportant la relation $(m_{MEGACAM} - m_{SDSS})$ en fonction d'une couleur $(m_{1SDSS} - m_{2SDSS})$. Nous rappelons que les termes de couleur synthétiques sont obtenus à l'aide des transmissions des filtres effectifs des deux instruments (MegaCam et SDSS 2.5-m) et des spectres de standards spectrophotométriques donnés par Gunn & Stryker (1983) et Pickles (1998). Les couleurs des étoiles des champs D2 et D3, observées par les deux instruments, sont ensuite reportées sur ce diagramme couleur-couleur.

La figure 5.9 montre le très bon accord obtenu (incertitudes de l'ordre de 1 %) entre les termes de couleur synthétiques et observés, dans toutes les bandes. Les longueurs d'onde centrales des filtres MegaCam sont définies entre 10 à 15 Å près, confirmant donc la bonne détermination des transmissions de ces filtres.

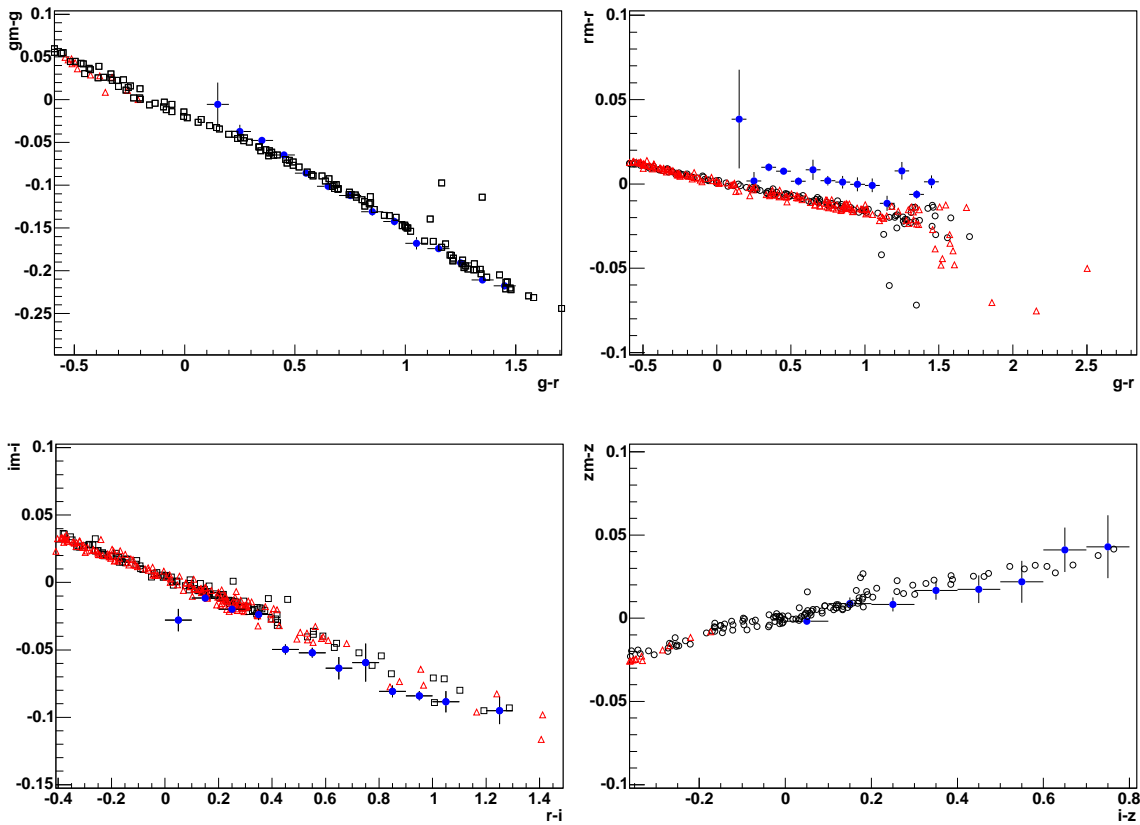


FIG. 5.9 – Comparaison des termes de couleur synthétiques et observés, entre les magnitudes MegaCam et celles du SDSS 2.5-m. Les standards spectrophotométriques, utilisées pour calculer les termes de couleur synthétiques sont représentées par les symboles ouverts. Les observations sont représentées par les points bleus pleins. Les magnitudes MegaCam sont indexées par m .

5.4 Ajustement de la courbe de lumière

Nous disposons maintenant des courbes de lumière de nos supernovæ qu’il va falloir ajuster afin d’en déduire les paramètres nécessaires pour pouvoir estimer leur distance.

Comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, il existe une certaine variabilité dans les SNe Ia. Ces objets ne constituent pas une classe parfaitement homogène, des variations dans la forme de leur courbe de lumière, leur couleur, leur luminosité intrinsèque ou encore dans leur spectre ont été observées. Cependant des corrélations entre ces observables ont été mises en évidence, permettant ainsi de réduire la dispersion dans l’estimation de leur distance de luminosité.

Rappelons que les principales corrélations observées, et présentées au chapitre 3, concernent d’une part la luminosité au maximum et le taux de déclin de la courbe de lumière, paramétrisé par Δm_{15} (Phillips 1993) ou par s (Perlmutter et al. 1999), et d’autre part la luminosité maximale et la couleur de la supernova (Tripp & Branch 1999 ; Parodi et al. 2000).

Un modèle de courbe de lumière est donc construit afin de prédire le flux de la supernova dans son référentiel. Ce modèle est présenté dans le paragraphe suivant.

5.4.1 Modèle de la courbe de lumière

La détermination de distances de luminosité demande d’estimer le flux (ou la magnitude) de la supernova dans son référentiel, à l’aide d’un modèle de courbe de lumière. Différentes méthodes ont ainsi été mises en œuvre.

Perlmutter et al. (1997) ajustent une bande spectrale à la fois. Pour les supernovæ à $z \approx 0.4$ (décalage spectral moyen de leur lot de données), la bande B du référentiel de la supernova correspond approximativement à la bande R observateur. Un patron de courbe de lumière de SN Ia est construit pour ajuster les courbes de lumière des supernovæ. Ce patron tient compte des corrections-K inter-filtres, $K_{BR}(t)$, calculées à partir d’un lot de supernovæ proches et données dans Kim et al. (1996). Ainsi, ils construisent un patron de courbe de lumière en R pour un décalage vers le rouge donné, $\mathcal{T}_R^{obs}(t')$, basé sur un patron “standard” dans la bande B du référentiel au repos, $\mathcal{T}_B^{rest}(t)$:

$$\mathcal{T}_R^{obs}(t') = \mathcal{T}_B^{rest}(t) + K_{BR}(t), \quad (5.8)$$

où $t' \equiv t(1+z)$ pour tenir compte de l’effet de la dilatation du temps sur des objets à un décalage vers le rouge z . Ils ajustent ensuite les courbes de lumière en flux car les erreurs sont ainsi symétriques, et le cas des flux négatifs peut être traité. Les paramètres libres sont le facteur d’étirement s , la date du maximum de luminosité t_{max} et une constante additive g_{resid} (qui tient compte de la lumière résiduelle de la galaxie hôte) :

$$f(t, m_R, s, t_{max}, g_{resid}) = 10^{-0.4[m_R - m_R^0 + \mathcal{T}_R^{obs}(t's - t_{max})]} + g_{resid}, \quad (5.9)$$

avec m_R^0 le point zéro en R . L’estimateur de distance, utilisé également dans Perlmutter et al. (1999), tient compte de la corrélation entre la luminosité et la forme de la courbe de lumière ainsi que de l’absorption Galactique, mais n’inclut pas la couleur de la supernova.

La méthode MLCS utilisée par Riess et al. (1996) et Riess et al. (1999), et décrite dans le chapitre 3, consiste à ajuster simultanément les courbes de lumière dans différentes couleurs à l’aide d’un patron de courbe de lumière.

Ces deux méthodes demandent de construire un patron de courbe de lumière, afin de déterminer la magnitude en B au maximum. Wang et al. (2003) proposent une nouvelle méthode, appelée CMAGIC⁸, qui ne fait pas appel à un patron. Ils exploitent la relation empirique linéaire, qu’ils ont mis en évidence,

⁸Color MAGNitude Intercept Calibration

entre la magnitude au pic en B et la couleur $B - V$ (ou $B - R$ ou $B - I$), au-delà du maximum de luminosité et durant plus d'un mois. Enfin, d'une manière similaire, Wang et al. (2005) utilisent la corrélation observée entre le pic de luminosité et la couleur ($B - V$) 12 jours après le maximum en B , paramètre noté ΔC_{12} .

Cependant ces méthodes ne font pas usage des mesures dans la bande U dans le référentiel de la supernova. Or celles-ci deviennent nécessaires pour l'observation de SNe Ia à grands décalages spectraux. En effet, un décalage spectral vers le rouge pour l'observateur (fixe) se traduit par un décalage vers le bleu dans le repère de la supernova : la bande r' passe du B , dans le référentiel de l'objet à $z = 0.5$, à la bande U à $z = 0.8$. La compréhension de la photométrie UV des SNe Ia est encore incomplète et ces dernières présentent de grandes variations intrinsèques de leur luminosité dans l'UV, entre des objets similaires, comme cela est noté dans Nugent et al. (2002).

Des tentatives ont été faites afin d'inclure les mesures dans la bande U du référentiel de la supernova. C'est notamment le cas de Knop et al. (2003), qui utilise la méthode d'ajustement de Perlmutter et al. (1997) et Perlmutter et al. (1999), mais en construisant un nouveau patron de courbe de lumière dans la bande U à partir de données observées dans cette bande spectrale. De la même manière, Riess et al. (2004) étendent la version précédente de la méthode MLCS en incluant un patron dans la bande U basé sur un lot de 25 SNe Ia observées en U par Jha (2002) ; ils appellent cette extension "MLCS2k2". Mais la prise en compte de ces mesures affecte la résolution de leur distance.

Le modèle de courbe de lumière, développé par Guy et al. (2005), se propose d'estimer le flux attendu de la supernova dans son référentiel, entre les bandes spectrales U et R .

• Les paramètres

La description de la courbe de lumière se fait à l'aide d'un nombre réduit de paramètres, qui sont : un facteur global d'intensité f_0 , un paramètre de forme s et une couleur col .

Le facteur s s'apparente au facteur d'étirement, ou *stretch factor*, tel qu'il est défini dans Perlmutter et al. (1997). Ce dernier décrit la forme de la courbe de lumière, et ne s'applique que pour des phases comprises entre -20 et +40 jours et dans la bande spectrale B , comme l'ont montré Goldhaber et al. (2001). Le facteur s utilisé dans notre cas, correspond exactement au *stretch factor* pour la bande B mais est considéré comme un index de la variabilité des courbes de lumière dans les autres bandes spectrales.

Le paramètre col est défini comme un excès de couleur, dans le système de magnitude VEGA, par rapport à une supernova moyenne. Il prend en compte à la fois la couleur intrinsèque de la supernova (différente d'un objet à l'autre) et l'effet de l'extinction par la galaxie hôte. On l'exprime comme : $col \equiv (B - V)_{max} + 0.057$, où $(B - V)_{max}$ est la couleur mesurée au maximum de luminosité dans la bande B et le terme -0.057 est une couleur de référence choisie, dont la valeur n'importe pas au final.

• Le modèle

Le flux attendu f_{SN} d'une supernova dans une bande passante T , à un décalage vers le rouge z donné, peut s'exprimer par une fonction variant de manière continue avec la phase φ , la longueur d'onde λ , le facteur d'étirement s et la couleur col , de la forme :

$$f_{SN} = f_0(1+z) \int d\lambda \phi_0(\varphi, \lambda, s, col) \frac{\lambda}{hc} T(\lambda(1+z)). \quad (5.10)$$

La phase est repérée par rapport au maximum de luminosité (t_{max}) dans la bande B , dans le référentiel de la supernova : $\varphi \equiv (t - t_{max})/(1+z)$. $\phi_0(\varphi, \lambda, s, col)$ est un patron de spectres de SNe Ia qui décrit leur distribution de flux en énergie par unité de longueur d'onde. Le facteur f_0 varie comme $d_L^{-2}(z)$. La transmission $T(\lambda)$ du filtre considéré est en $ADU \cdot \gamma^{-1}$, dans notre cas, ce qui nécessite d'introduire le facteur $\frac{\lambda}{hc}$ afin d'avoir un flux exprimé en énergie par unité de temps, de surface et de longueur d'onde (voir l'annexe A).

Il est cependant très compliqué de construire un patron de spectres comme fonction des différents paramètres (phase, longueur d’onde, facteur d’étirement et couleur) en utilisant les données publiques actuelles. Ces dernières souffrent, en effet, d’inhomogénéité et ne sont pas toujours de bonne qualité. Des corrélations spectrales, faisant intervenir le facteur d’étirement, ont toutefois été observées (voir chapitre 3), mais la description de la diversité spectrale comme fonction de la phase n’est pas encore accessible faute de données homogènes. J’ai fait une tentative dans ce sens, au moyen d’une analyse en composante principale, afin d’essayer de décrire la variabilité des spectres de SNe Ia à l’aide d’un nombre réduit de paramètres. Cette tentative, qui n’a pu aboutir à cause d’un manque de données publiques disponibles, est décrite dans l’annexe B.

Aussi, afin de tenir compte des corrélations entre le facteur de *stretch* s et, la forme de la courbe de lumière d’une part et la couleur d’autre part, le flux de la supernova est décrit par le modèle suivant :

$$f_{SN} = f_0(1+z) \left[\int d\lambda \phi_0\left(\frac{\lambda}{s}, \lambda\right) \frac{\lambda}{hc} T(\lambda(1+z)) \right] \times 10^{-0.4 \mathcal{K}(\frac{\lambda}{s}, \lambda_T, s, col)}. \quad (5.11)$$

Le patron de spectre $\phi_0(\frac{\lambda}{s}, \lambda)$ ne dépend plus explicitement de s et de col . La fonction $\mathcal{K}(\frac{\lambda}{s}, \lambda_T, s, col)$ est une fonction de correction, lentement variable en λ , qui permet de modéliser les variations de la forme de la courbe de lumière en tenant compte de la dépendance couleur/facteur d’étirement. Enfin, λ_T est la longueur d’onde centrale du filtre de transmission T .

• Absorption Galactique

L’extinction, notée $T_{Gal}(\lambda)$, causée par les poussières de la Voie Lactée est incorporée dans la transmission instrumentale T . Cette absorption n’est pas achromatique, elle est plus importante pour les faibles longueurs d’onde. Les couleurs apparentes des objets sont donc modifiées, ils nous apparaissent rouges.

On représente cette extinction par la loi décrite dans Cardelli et al. (1989), qui peut s’écrire sous la forme :

$$T_{Gal}(\lambda) = 10^{-0.4 f(\lambda) E(B-V)}, \quad (5.12)$$

où $E(B-V)$ est l’excès de couleur dû aux poussières de notre Galaxie et dont les valeurs sont données, en fonction de la ligne de visée, par les cartes de Schlegel et al. (1998). La forme “exponentielle” assure que la correction est positive, et la base 10 pour cette exponentielle permet une interprétation directe en termes de magnitudes. La fonction $f(\lambda)$, dont la forme explicite est donnée par Cardelli et al. (1989), dépend d’un paramètre noté R_V et défini comme : $R_V \equiv A_V/E(B-V)$, avec A_V l’extinction dans la bande V . La valeur standard pour le milieu interstellaire diffus est de $R_V = 3.1$. La figure 5.10 représente la loi d’absorption Galactique de Cardelli, pour $R_V = 3.1$ et $E(B-V) = 0.1$.

• Le patron de spectres

Le patron de spectres utilisé est celui assemblé par Nugent et al. (2002). Les spectres sont décrits pour des phases comprises entre -20 jours et +70 jours, et la couverture en longueurs d’onde s’étend de 2000 à 10000 Å. Le patron est normalisé au patron de courbe de lumière en B , défini par Goldhaber et al. (2001). Un exemple de spectres issus du patron est présenté sur la figure 5.11.

• Les corrections-K

Rappelons que les corrections-K permettent d’estimer le flux de la supernova dans son référentiel et dans un filtre donné, à partir du flux mesuré dans un filtre observateur. La définition de ces corrections-K a été donnée dans le chapitre 3, et correspond au rapport de flux dans ces deux filtres, pour une phase donnée.

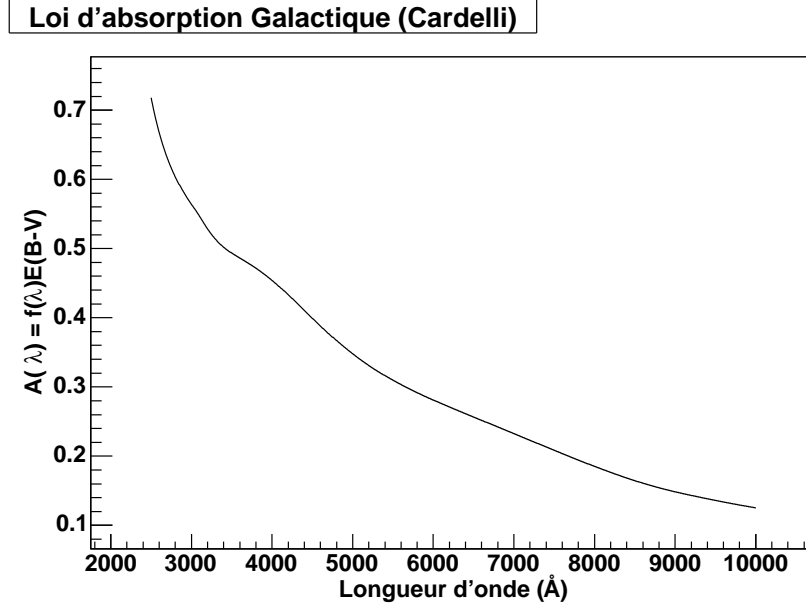


FIG. 5.10 – Loi d'absorption Galactique, comme définie dans Cardelli et al. (1989), pour $R_V = 3.1$ et $E(B - V) = 0.1$. L'ordonnée représente, en magnitudes, l'atténuation par la Voie Lactée.

Nugent et al. (2002), et Hamuy et al. (1993) auparavant, ont montré que le terme de correction-K est dominé principalement par la couleur de la supernova. Cela est suggéré par la similitude des courbes représentant l'évolution temporelle de la couleur et des corrections-K, pour différents décalages spectraux, comme on peut le voir sur la figure 5.12.

Le modèle, tel qu'il est défini dans l'équation 5.11, incorpore directement les corrections-K, en prenant en compte la couleur de la supernova. Il permet donc d'estimer le flux de la supernova dans n'importe quelle bande spectrale. Ainsi, en faisant un ajustement simultané dans au moins deux bandes⁹, on en déduit la couleur de notre objet, son facteur d'étirement ainsi que le facteur f_0 . Ces paramètres peuvent alors être utilisés pour déterminer le flux de la supernova dans une bande quelconque.

• La fonction de correction

La fonction $\mathcal{K}(\frac{\varphi}{s}, \lambda, s, col)$ permet de tenir compte des relations entre la forme de la courbe de lumière, le facteur d'étirement s et la couleur col . Nous choisissons de la décomposer comme une somme de deux polynômes :

$$\mathcal{K}(\frac{\varphi}{s}, \lambda, s, col) = \mathcal{K}_s(\frac{\varphi}{s}, \lambda, s) + \mathcal{K}_{col}(\lambda, col). \quad (5.13)$$

La fonction $\mathcal{K}_s(\frac{\varphi}{s}, \lambda, s)$ prend en compte les corrections associées au facteur d'étirement s , elle permet donc de modifier la forme de la courbe de lumière et contient les corrélations de s avec la couleur, excepté la couleur $(B - V)_{max}$ décrite par le paramètre col . La fonction $\mathcal{K}_{col}(\lambda, col)$ est une correction de couleur.

Afin que le paramètre s décrive effectivement le facteur d'étirement dans la bande B , comme il a été défini dans Perlmutter et al. (1997), la contrainte suivante est appliquée :

$$\mathcal{K}_s(\frac{\varphi}{s} < 35, \lambda_B, s) = 0. \quad (5.14)$$

⁹Si l'on ne dispose que d'une seule bande, alors la couleur doit être fixée. On choisit de la fixer à 0 avec une incertitude importante.

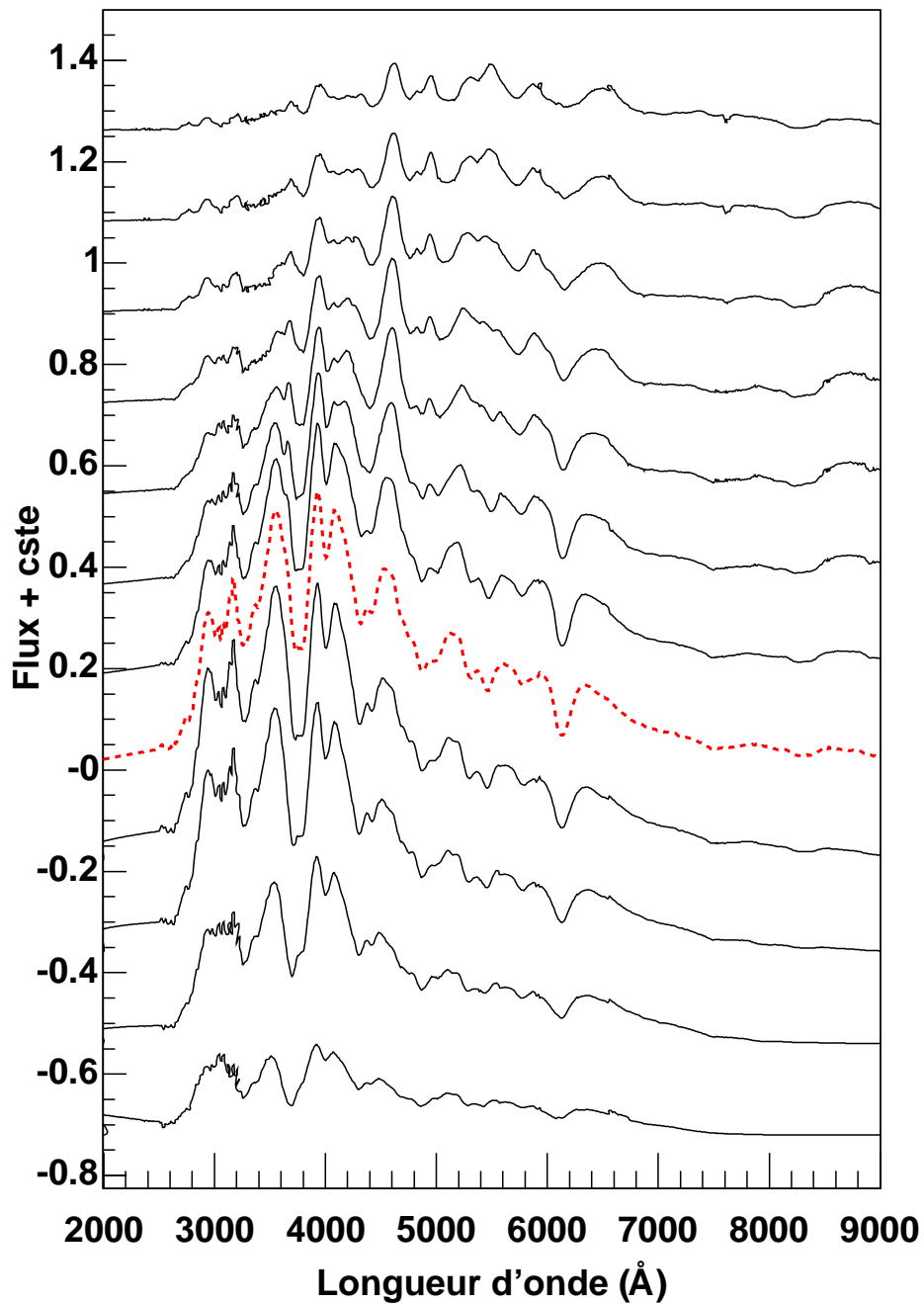


FIG. 5.11 – *Patron de spectres défini par Nugent et al. (2002). Sont représentés ici les spectres dont les phases sont comprises entre -12 et +21 jours, échantillonnées tous les 3 jours. En trait pointillé rouge, est indiqué le spectre au maximum, pour repère.*

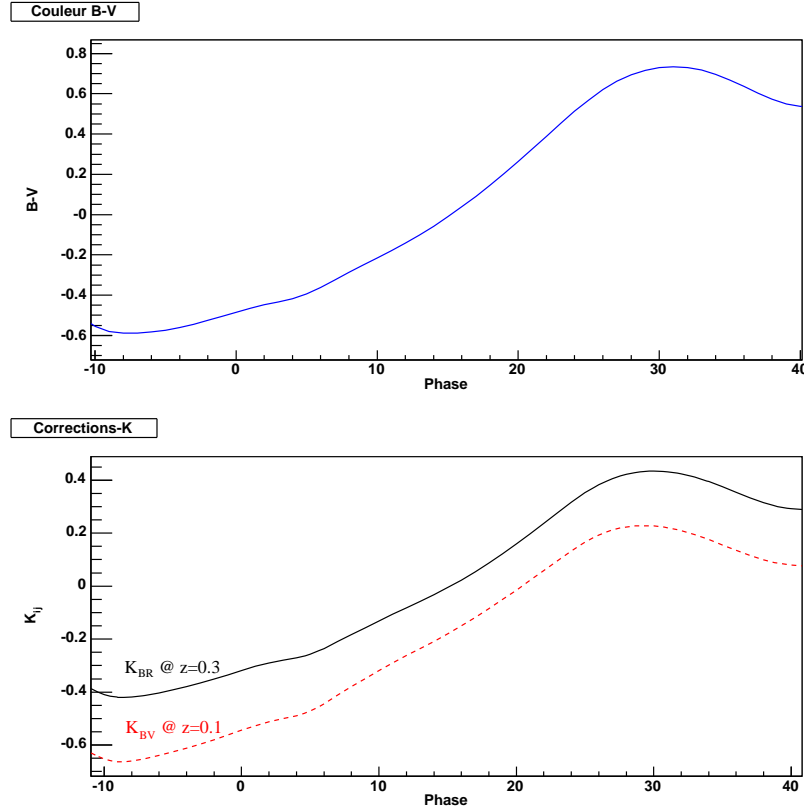


FIG. 5.12 – Similitude entre l'évolution de la couleur ($B-V$) au repos pour une supernova à $s = 1$ (en haut) et l'évolution des corrections- K pour différents décalages spectraux ($z = 0.1$ et $z = 0.3$).

De cette manière, le patron de courbe de lumière n'est pas modifié dans la bande B , c'est-à-dire pour $\lambda = \lambda_B^{10}$; seul l'axe des temps est étiré.

Enfin pour que le paramètre col soit égal à la couleur $(B - V)_{max}$ du patron de spectres, au maximum de luminosité en B , et ce quelque soit s , on applique les contraintes suivantes :

$$\mathcal{K}_s\left(\frac{\varphi}{s}, \lambda_V, s\right) = 0 \quad (5.15)$$

$$\mathcal{K}_{col}(\lambda, col = 0) = \mathcal{K}_{col}(\lambda_B, col) = 0 \quad (5.16)$$

$$\mathcal{K}_{col}(\lambda_B, col) - \mathcal{K}_{col}(\lambda_V, col) = col. \quad (5.17)$$

Notons que la première de ces contraintes assure que le maximum de luminosité dans la bande V est le même quelque soit s . De plus, les couleurs autre que $(B - V)_{max}$ dépendent de s à col fixé. Le paramètre f_0 décrit le pic observé en flux, dans la bande B , le modèle ne contient ainsi aucune corrélation impliquant la luminosité, seules sont incorporées les corrélations entre le facteur d'étirement et, la forme de la courbe de lumière et la couleur.

Ces fonctions, \mathcal{K}_s et \mathcal{K}_{col} , sont des polynômes de degrés $d_\varphi = 4$ en phase, $d_\lambda = 3$ en longueur d'onde, et de degrés $d_s = d_{col} = 1$ pour les paramètres s et col . Le choix de ces degrés est principalement arbitraire, la motivation étant d'avoir un nombre minimum de paramètres, pour avoir une bonne

¹⁰ λ_B est la longueur d'onde moyenne du filtre B . La longueur d'onde moyenne λ_{moyen} d'un filtre T est définie comme : $\lambda_{moyen} = \frac{\int \lambda T(\lambda) d\lambda}{\int T(\lambda) d\lambda}$.

description des données. Cela conduit à un total de 48 coefficients qui, grâce aux contraintes, se réduit à 34 coefficients indépendants.

5.4.2 Entraînement du modèle

Il s'agit maintenant de déterminer les coefficients des fonctions de correction évoquées ci-dessus. On utilise pour cela un lot de supernovæ proches issues de la littérature. Parmi l'ensemble des objets publiés, nous sélectionnons ceux répondant à certaines conditions.

Tout d'abord, il faut qu'il y ait au moins deux points de mesure avant le maximum de luminosité afin que la date du maximum puisse être déterminée avec précision. Ensuite, les objets atypiques tels que les supernovæ sous-lumineuses ou les objets particuliers, comme par exemple SN 2000cx (Li et al. 2001) ne sont pas retenus. Ces objets possèdent de trop grandes différences spectrales par rapport à une SN Ia normale. Or le patron de spectres utilisé ici décrit les comportements spectraux d'une SN Ia moyenne, il n'est pas adapté pour décrire des objets aux comportements si différents, comme ceux de SN 1991bg. Notons que cette contrainte n'affecte pas les résultats de la cosmologie, puisqu'aucune supernova sous-lumineuse n'a été observée jusqu'à présent dans les recherches de SNe Ia lointaines.

En revanche, des supernovæ du type SN 1991T, autrement dit des SNe Ia sur-lumineuses, sont conservées. Elles sont difficilement identifiables pour des spectres à faibles rapport signal/bruit, comme c'est le cas pour les supernovæ lointaines, et leur courbe de couleur ($B - V$) est assez semblable à une supernova normale.

Finalement le lot sélectionné pour entraîner le modèle, et déterminer les coefficients intervenant dans la fonction de correction \mathcal{K} , est composé de 34 SNe Ia présentées dans le tableau 5.1, et qui ont des décalages spectraux faibles (z pouvant être inférieur à 0.015). Notons que ce lot contient six SNe Ia, à $z > 0.015$ (donc hors du fût de Hubble), possédant des données dans la bande U ce qui permettra d'améliorer la description du modèle dans cette région.

La détermination de ces coefficients se fait de manière itérative. Une première supposition sur les fonctions de correction \mathcal{K}_s et \mathcal{K}_{col} , est faite :

$$\mathcal{K}_s\left(\frac{\varphi}{s}, \lambda, s\right) = 0 \quad (5.18)$$

$$\mathcal{K}_{col}(\lambda, col) = -col \times \frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda_V - \lambda_B}. \quad (5.19)$$

On procède à un premier ajustement des courbes de lumière, en utilisant l'hypothèse ci-dessus et les points photométriques dans les bandes UBV pour des phases comprises entre -15 et +35 jours. On regarde alors les résidus à cet ajustement et on supprime les points "indésirables" (s'écartant de plus de 3σ du modèle) avant de refaire l'ajustement. On réitère la procédure jusqu'à ce que l'ajustement converge. Quatre itérations sont nécessaires.

• Résultats

Les modèles de courbes de lumière en $UBVR$ ainsi obtenus sont présentés sur la figure 5.13. On retrouve bien le fait que les maximums en B et V ne varient pas avec s , ce qui faisait partie des contraintes imposées au modèle. On note également que le modèle parvient à reproduire la présence de l'épaule dans la bande R , entre 20 et 30 jours après le maximum, qui est en général observé dans les courbes de lumière de SNe Ia (voir la figure 2.14 du chapitre 2). L'amplitude de cet épaulement augmente avec s .

Le modèle reproduit également la forte dépendance (déjà évoquée par Branch & et al. 1997) de la couleur $(U - B)_{max}$ avec le facteur d'étirement s , en accord avec Jha (2002). Cette relation est présentée sur la figure 5.14.

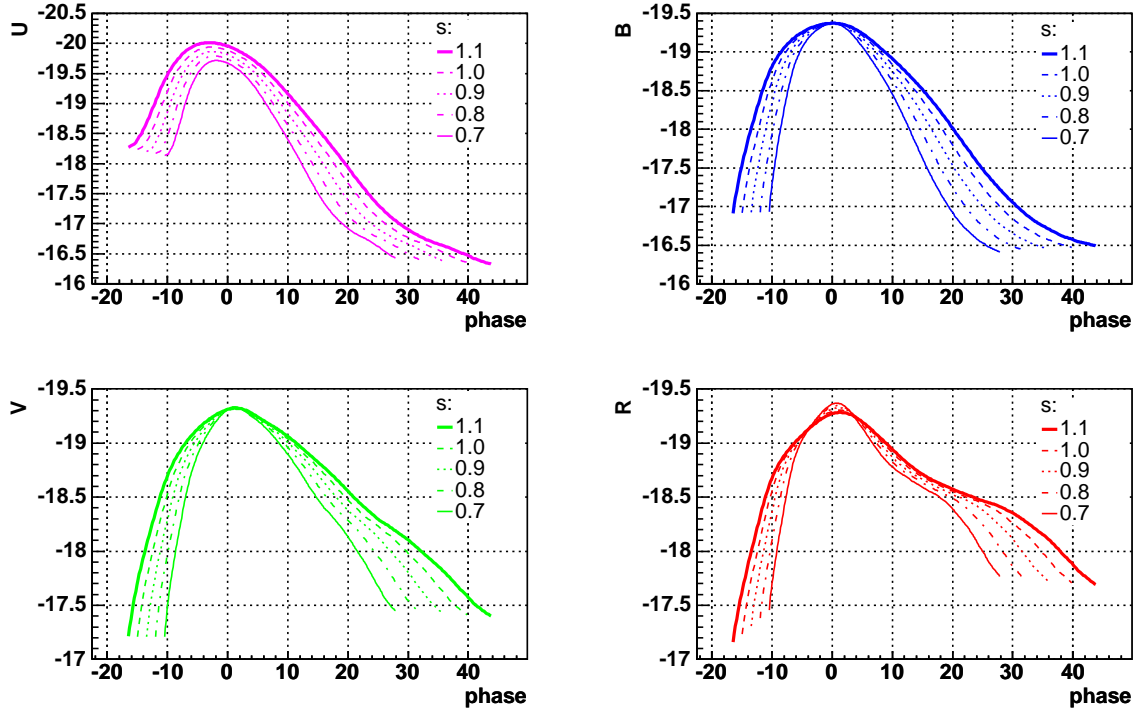


FIG. 5.13 – Patrons de courbes de lumière en $UBVR$ obtenues avec le lot de SN Ia proches, pour différentes valeurs de s et pour $col = 0$.

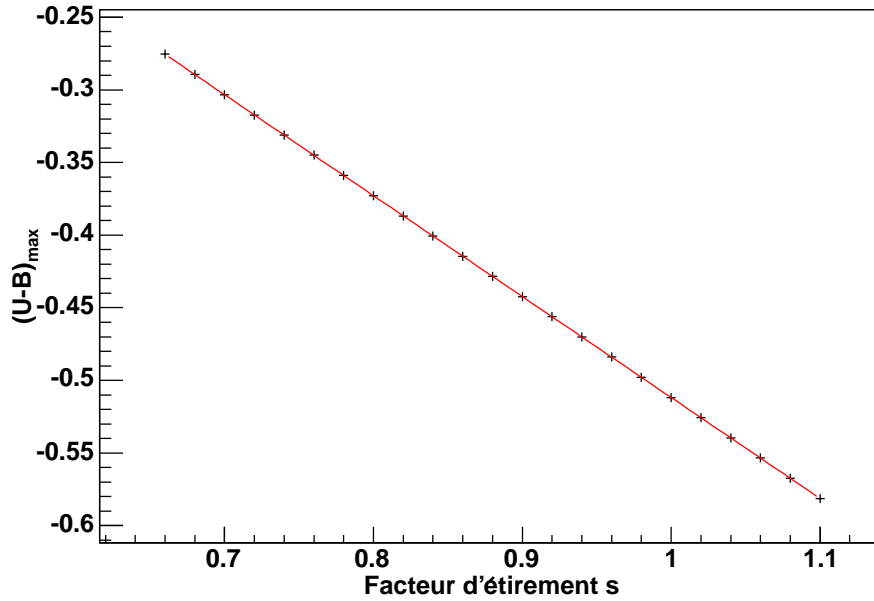


FIG. 5.14 – Relation modélisée entre $(U - B)_{max}$ et s , avec $col = 0$.

La figure 5.15 présente les courbes de lumière de toutes les supernovæ du lot d'entraînement, obtenues après avoir pris en compte les corrections-K et les corrections associées à s et col . Le modèle, avec $s = 1$ et $col = 0$, est également indiqué.

Enfin la figure 5.16, compare la fonction de couleur $\mathcal{K}_{col}(\lambda, col)$ obtenue précédemment pour $col = 0.1$, avec la loi d'extinction de Cardelli et al. (1989) par rapport à l'extinction dans la bande B , autrement dit $A_\lambda - A_B$, pour $R_V = 3.1$ et $E(B - V) = 0.1$. On rappelle que par définition : $A_B = R_B \times E(B - V)$, avec $R_B - R_V = 1$.

Dans les bandes B et V , les deux courbes correspondent exactement ce qui est normal puisque, pour la correction de couleur $\mathcal{K}_{col}(\lambda, col)$, nous avons imposé :

$$\mathcal{K}_{col}(\lambda_B, col) = 0 \quad (5.20)$$

$$\mathcal{K}_{col}(\lambda_V, col) = -col = -0.1; \quad (5.21)$$

et pour la loi de Cardelli, nous avons :

$$A(\lambda_B) - A_B = 0 \quad (5.22)$$

$$A(\lambda_V) - A_B \equiv -E(B - V) = -0.1. \quad (5.23)$$

On remarque qu'il y a un bon accord dans la bande R , ce qui n'est en revanche pas le cas dans la bande U . On ne peut cependant pas conclure que le paramètre col représente seulement l'absorption due aux poussières présentes dans la galaxie hôte. En effet, si c'était effectivement le cas, alors on s'attendrait à ce que la magnitude au maximum dans la bande B se trouve être augmentée d'un facteur $R_B \times col$, avec $R_B = 4.1$ qui est la valeur moyenne du milieu interstellaire. Or nous verrons dans le chapitre suivant que ce n'est pas le cas. De même que Tripp (1998), nous trouvons un facteur plus faible que $R_B = 4.1$ (proche de 2), indiquant qu'un autre effet entre en jeu.

5.4.3 Contrôle de la procédure

Afin de tester le modèle, et voir si celui-ci est consistant, on utilise un lot composé de 26 SNe Ia qui ne sont pas dans le lot d'entraînement, excepté pour 6 SNe Ia possédant des mesures dans la bande U (ces données étant assez rares). Ce lot "test" est présenté dans le tableau 5.2

La figure 5.17 présente les résidus à l'ajustement pour les deux lots. Aucune différence significative n'est visible, indiquant que le modèle est capable de reproduire correctement la forme de la courbe de lumière.

Il peut être intéressant également de comparer les paramètres s et col obtenus après ajustement en utilisant d'une part les courbes de lumière en U et B et d'autre part celles en B et V , pour les deux lots.

La figure 5.18 présente le résultat obtenu et n'indique aucun comportement particulier entre les deux lots.

5.4.4 L'ajustement

La détermination des paramètres de la fonction de correction $\mathcal{K}(\frac{\lambda}{s}, \lambda, s, col)$ réalisée, nous disposons maintenant d'un modèle capable de prédire les courbes de lumière dans le référentiel au repos de la supernova pour des bandes spectrales allant du U au R (de 3450 Å à 6500 Å). De plus, le modèle incorpore les corrections-K, il est donc possible d'ajuster directement les données avec les courbes de lumière dans les filtres d'observation.

Les supernovæ sont, en général, observées dans plusieurs bandes spectrales permettant ainsi une bonne estimation des corrections-K et de la couleur, comme nous l'avons vu auparavant. Nous effectuons donc un ajustement des courbes de lumière dans plusieurs bandes, simultanément, afin de déterminer les

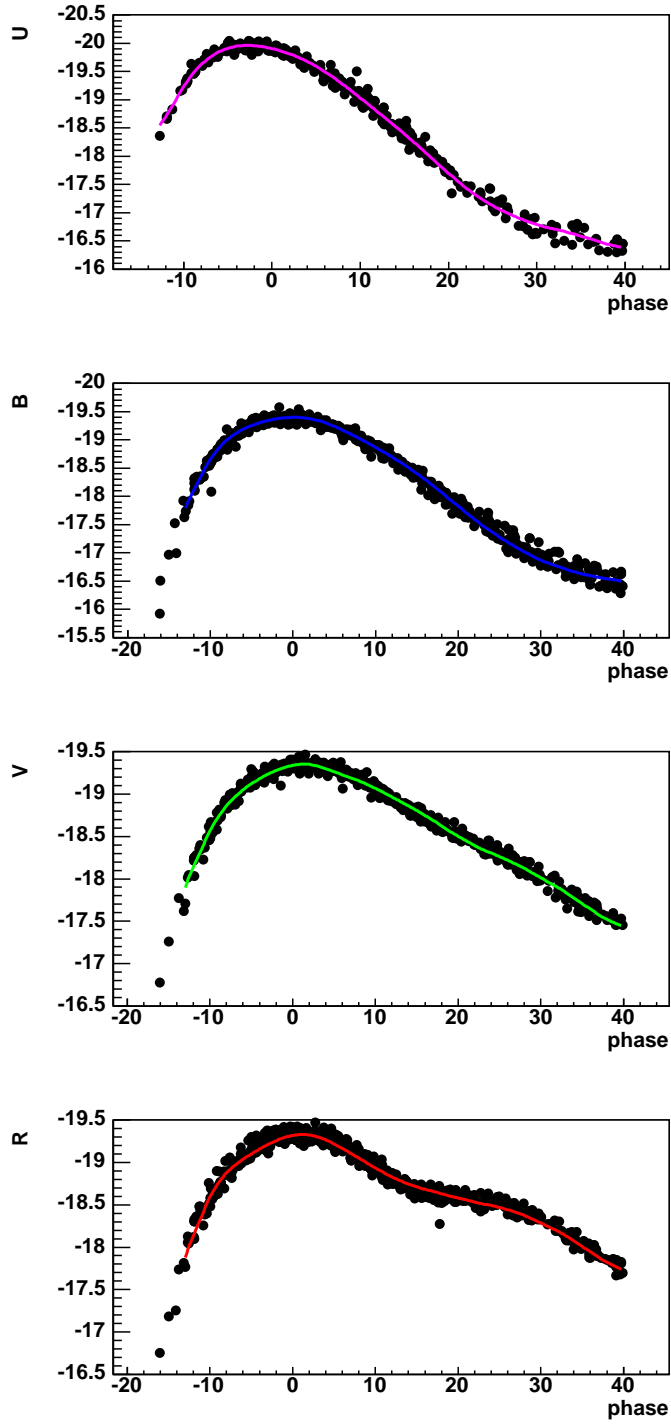


FIG. 5.15 – Courbes de lumière en $UBVR$ pour les supernovæ du lot d'entraînement. Les courbes ont été corrigées de la correction- K , de s et de la couleur. Le modèle est également représenté, pour $s = 1$ et $col = 0$.

paramètres qui nous intéressent pour la cosmologie, autrement dit : le flux au maximum en $B f_0$, la date du maximum de luminosité t_{max} , le facteur d'étirement s et enfin la couleur col .

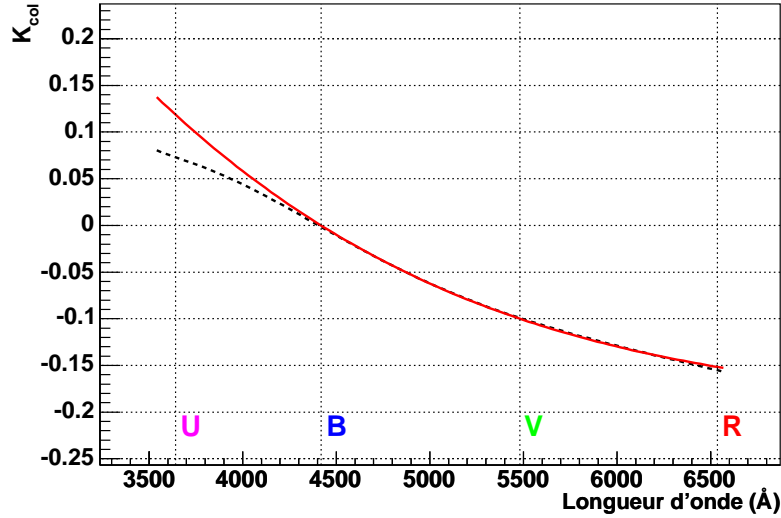


FIG. 5.16 – Comparaison entre la fonction de correction $K_{col}(\lambda, col)$ pour $col = 0.1$ et la loi d'extinction de Cardelli par rapport à celle dans la bande B ($A_\lambda - A_B$), pour $R_V = 3.1$ et $E(B - V) = 0.1$. Les courbes sont semblables dans toutes les bandes, excepté dans le U.

L'ajustement consiste à une minimisation de χ^2 qui s'effectue grâce à la bibliothèque de minimisation MINUIT (Roos & James 1994). Rappelons que nous disposons de la matrice de covariance des flux par nuit, C , établie durant l'étape de calibration. Dans ce cas, le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 = X^T C^{-1} X, \quad (5.24)$$

où X est un vecteur de résidus défini comme $X = f_{obs}(T, t) - f_{mod}(T, t)$, avec $f_{obs}(T, t)$ le flux observé dans la bande de transmission T au temps t et $f_{mod}(T, t)$ le modèle de flux associé.

Dans le but de déterminer avec précision le paramètre s , l'ajustement n'est réalisé que pour des phases comprises entre -15 jours et +40 jours, avec la phase φ définie comme : $\varphi = \frac{t - t_{max}}{(1+z)^s}$. Pour cela, on fait un premier ajustement à l'issue duquel les points de données dont la phase n'est pas dans l'intervalle $[-15, +40]$ sont rejetés. Un deuxième ajustement est ensuite effectué.

La figure 5.19 présente des exemples de résultats d'ajustement de courbes de lumière pour trois SNe Ia¹¹ à des décalages vers le rouge différents. Comme nous l'avons vu, le modèle permet d'ajuster directement les données dans les filtres d'observations. Il faut cependant que la longueur d'onde moyenne de ces filtres, ramenée dans le référentiel de la supernova, se trouve entre 3450 Å et 6500 Å qui est la région décrite par le modèle.

¹¹Notons que l'évolution de la courbe de lumière de SN 1999aa, et des supernovæ en général, est représentée par rapport aux *jours juliens*, et plus précisément aux *jours juliens modifiés*. Les jours juliens correspondent au nombre de jours écoulés depuis le 1^{er} janvier de l'an -4712 à 00 h. Afin de ne pas manipuler constamment des grands nombres, on utilise les jours juliens modifiés dont l'origine est le 17 novembre 1858 à 00 h, ce qui revient à retrancher 2400000 aux jours juliens. Dans le cadre de SNLS, les jours sont repérés par rapport au 1^{er} janvier 2003 à 00 h, pour des raisons de simplicité.

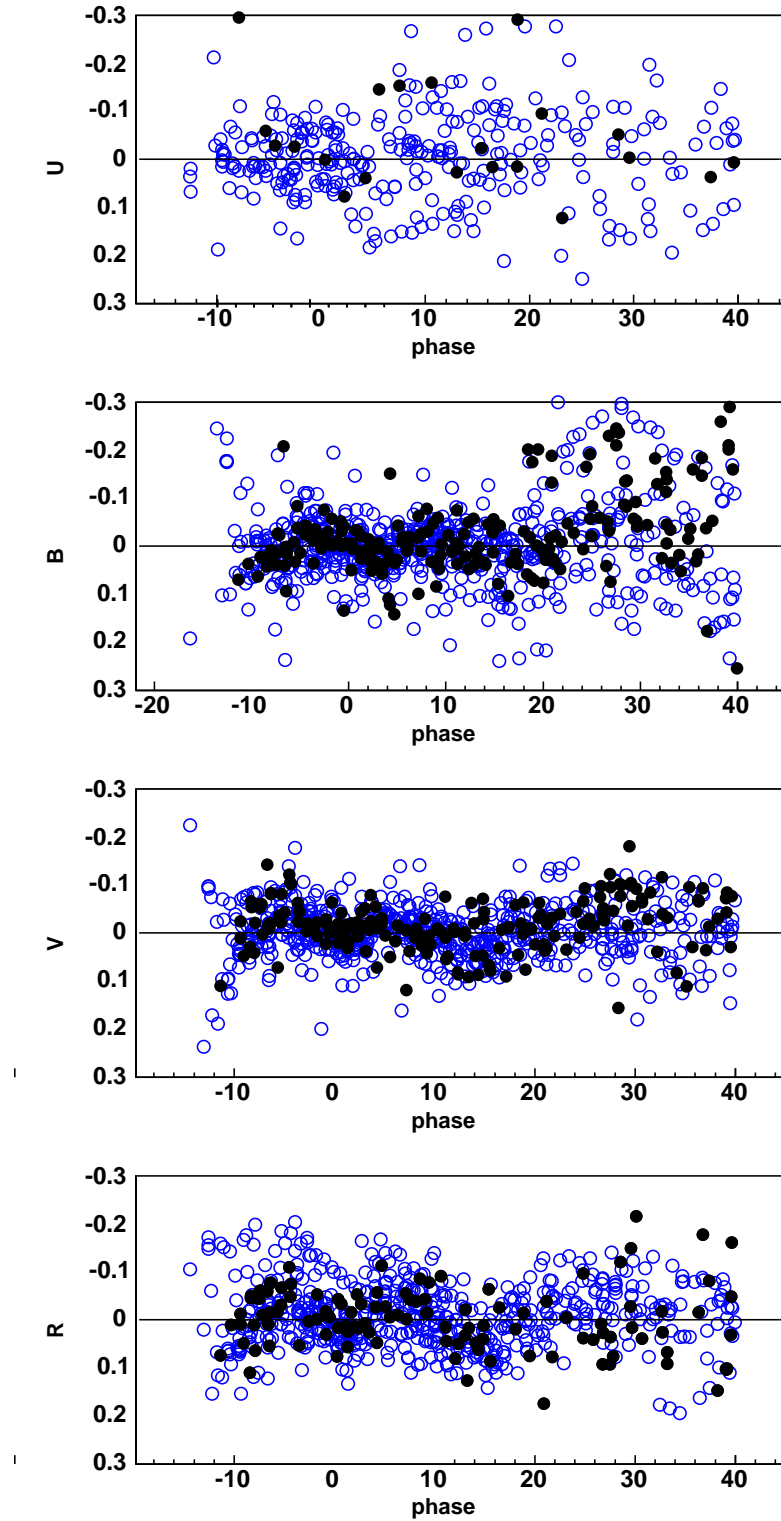


FIG. 5.17 – Résidus au modèle pour les SN Ia du lot d'entraînement (cercles ouverts bleus) et pour celles du lot de test (cercles pleins noirs), pour les bandes $UBVR$. Aucune différence notable n'est visible entre les deux lots.

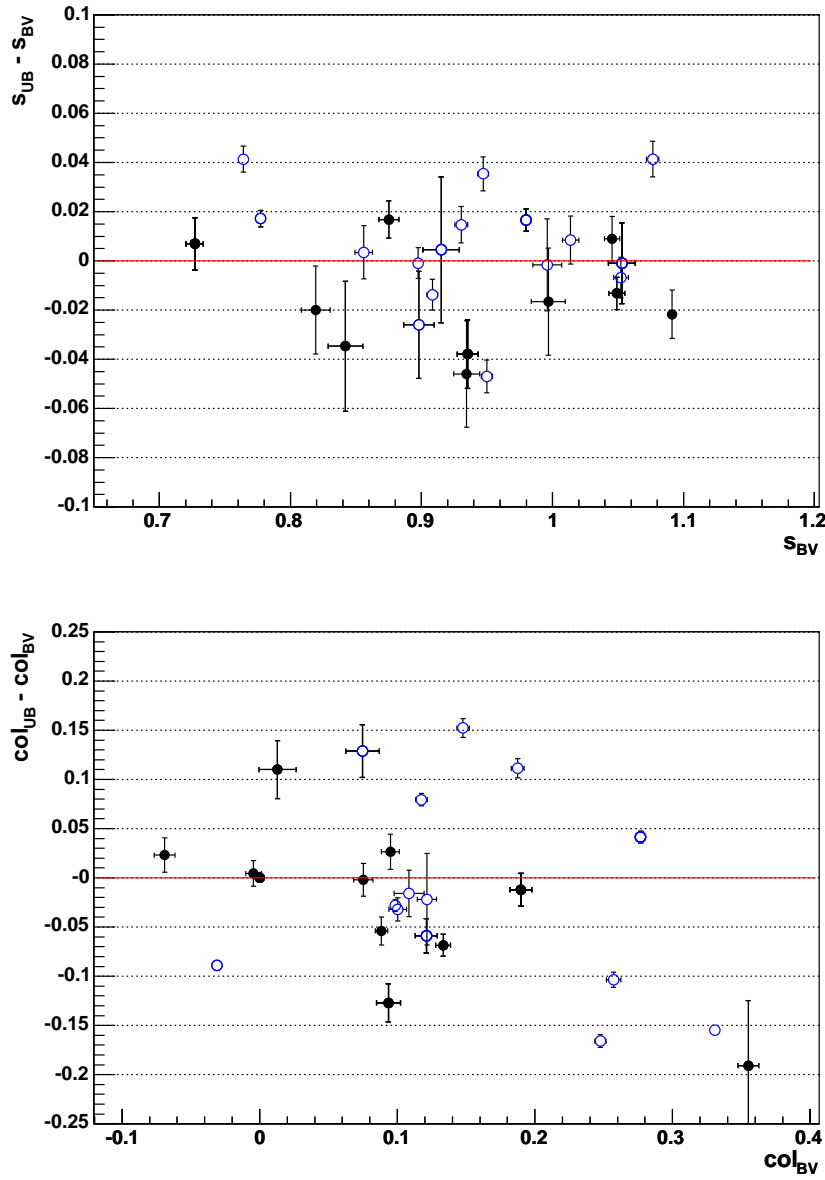


FIG. 5.18 – Comparaison entre les paramètres s et col obtenus après ajustement en utilisant d’une part les courbes de lumière en UB et d’autre part celles en BV , pour le lot d’entraînement (cercles ouverts bleus) et le lot de test (cercles pleins noirs).

5.5 Conclusion

Nous venons de présenter la procédure permettant d’obtenir des courbes de lumière calibrées, grâce à des catalogues d’étoiles standard, à partir d’images dont les flux sont exprimés en unités instrumentales. Le modèle décrivant ces courbes de lumière a également été exposé.

Celui-ci permet de déterminer les paramètres qui seront utiles pour la cosmologie : le flux au maximum de luminosité en B , le facteur d’étirement s et la couleur de la supernova col , ceci en utilisant les courbes de lumière mesurées dans plusieurs couleurs, allant de la bande U à la bande R dans le référentiel

de la supernova.

De plus, la forme du modèle incorpore les corrections-K directement, reproduisant notamment la corrélation entre la couleur $(U - B)_{max}$ et le facteur s .

Nous pouvons maintenant effectuer les mesures de distances qui vont conduire à la détermination des paramètres cosmologiques.

Nom	z	Bandes	s	col
1981B	0.006	UBV	0.911 (0.004)	0.165 (0.002)
1984A	-0.001	UBV	0.946 (0.005)	0.215 (0.003)
1986G	0.002	BV	0.736 (0.005)	0.915 (0.006)
1990N	0.003	UBVR	1.055 (0.005)	0.090 (0.005)
1991T	0.006	UBVR	1.129 (0.005)	0.183 (0.003)
1992A	0.006	UBVR	0.794 (0.003)	0.088 (0.002)
1992al	0.015	BVR	0.922 (0.011)	-0.035 (0.012)
1994D	0.001	UBVR	0.780 (0.002)	-0.068 (0.002)
1994S	0.015	BVR	1.006 (0.025)	0.011 (0.018)
1994ae	0.004	BVR	0.990 (0.006)	0.098 (0.009)
1995D	0.007	BVR	1.029 (0.014)	0.072 (0.012)
1995al	0.005	BVR	1.038 (0.019)	0.168 (0.017)
1996X	0.007	BVR	0.868 (0.011)	0.050 (0.010)
1997E	0.013	UBVR	0.820 (0.010)	0.078 (0.006)
1997do	0.010	UBVR	0.920 (0.013)	0.118 (0.009)
1998bu	0.003	UBVR	0.989 (0.004)	0.260 (0.002)
1998dh	0.009	UBVR	0.861 (0.006)	0.110 (0.008)
1998es	0.011	UBVR	1.061 (0.009)	0.104 (0.006)
1999aa	0.014	UBVR	1.055 (0.005)	-0.007 (0.005)
1999ac	0.009	UBVR	0.925 (0.009)	0.112 (0.006)
1999cc	0.031	UBVR	0.834 (0.012)	0.047 (0.010)
1999cl	0.008	UBVR	0.901 (0.011)	1.118 (0.007)
1999dq	0.014	UBVR	1.057 (0.006)	0.118 (0.004)
1999ee	0.011	UBVR	0.979 (0.003)	0.297 (0.002)
1999ek	0.018	UBVR	0.888 (0.007)	0.167 (0.005)
2000E	0.005	UBVR	1.011 (0.006)	0.219 (0.004)
2000ca	0.024	UBVR	1.000 (0.012)	-0.066 (0.006)
2000cn	0.023	UBVR	0.730 (0.006)	0.195 (0.006)
2000dk	0.017	UBVR	0.727 (0.007)	0.054 (0.005)
2001V	0.015	BVR	1.100 (0.019)	0.113 (0.018)
2001bt	0.014	BVR	0.865 (0.005)	0.232 (0.007)
2001cz	0.016	UBVR	0.995 (0.010)	0.122 (0.007)
2001el	0.004	UBVR	0.933 (0.004)	0.200 (0.004)
2002bo	0.004	UBVR	0.896 (0.004)	0.443 (0.005)

TAB. 5.1 – Lot d’entraînement de SN Ia utilisées pour déterminer les coefficients des fonctions de correction.

Nom	z	Bandes	s_{BV}	col_{BV}	s_{UB}	col_{UB}
1990af	0.051	BV	0.73 (0.01)	0.00 (0.01)
1992bc	0.020	BVR	1.03 (0.01)	-0.04 (0.01)
1992bh	0.045	BV	0.97 (0.02)	0.10 (0.01)
1992bo	0.019	BVR	0.73 (0.01)	0.06 (0.01)
1992bp	0.079	BV	0.86 (0.01)	-0.04 (0.01)
1993H	0.024	BVR	0.69 (0.01)	0.26 (0.02)
1993O	0.052	BV	0.89 (0.01)	-0.01 (0.01)
1993ag	0.049	BV	0.89 (0.02)	0.10 (0.02)
1995ac	0.050	BVR	1.03 (0.01)	0.01 (0.01)
1995bd	0.016	BVR	0.99 (0.01)	0.30 (0.01)
1996bl	0.036	BVR	0.97 (0.01)	0.05 (0.01)
1996bo	0.017	UBVR	0.88 (0.01)	0.36 (0.01)	0.89 (0.01)	0.16 (0.07)
1997E	0.013	UBVR	0.82 (0.01)	0.08 (0.01)	0.80 (0.01)	0.07 (0.02)
1998ab	0.027	UBVR	0.94 (0.01)	0.09 (0.01)	0.90 (0.01)	-0.03 (0.02)
1999aa	0.014	UBVR	1.05 (0.01)	-0.00 (0.01)	1.05 (0.01)	-0.00 (0.01)
1999ac	0.009	UBVR	0.93 (0.01)	0.09 (0.01)	0.89 (0.02)	0.12 (0.02)
1999aw	0.038	BVR	1.19 (0.01)	0.04 (0.01)
1999cc	0.031	UBVR	0.84 (0.01)	0.01 (0.01)	0.81 (0.02)	0.12 (0.03)
1999dq	0.014	UBVR	1.05 (0.01)	0.13 (0.01)	1.04 (0.01)	0.06 (0.01)
1999ek	0.018	BVR	0.89 (0.01)	0.16 (0.01)
1999gp	0.027	UBVR	1.09 (0.01)	0.09 (0.01)	1.07 (0.01)	0.03 (0.01)
2000ca	0.024	UBVR	1.00 (0.01)	-0.07 (0.01)	0.98 (0.02)	-0.05 (0.02)
2000cn	0.023	UBVR	0.73 (0.01)	0.19 (0.01)	0.73 (0.01)	0.18 (0.01)
2000dk	0.017	UBVR	0.73 (0.01)	0.05 (0.01)	0.70 (0.01)	0.02 (0.01)
2001V	0.015	BVR	1.10 (0.02)	0.11 (0.02)
2001ba	0.029	BV	0.99 (0.01)	-0.04 (0.01)

TAB. 5.2 – Lot de test de SN Ia.

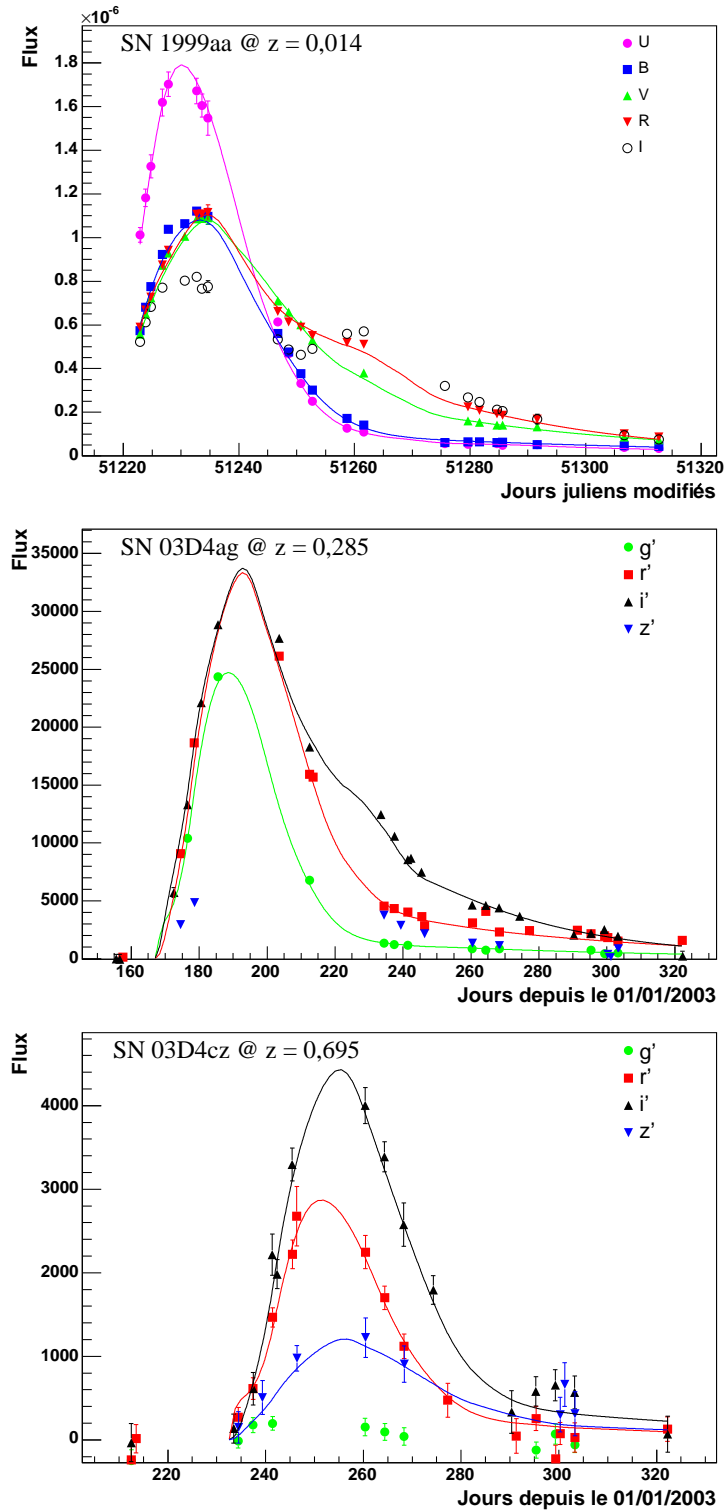


FIG. 5.19 – Exemples de résultats d'ajustement de courbes de lumière pour trois SN Ia à des décalages vers le rouge différents. Les bandes I, z' et g' , pour SN 1999aa, SN 03D4ag et SN 03D4cz respectivement, n'ont pas été ajustées car la longueur d'onde centrale ramenée au référentiel de la supernova n'est pas comprise dans la région décrite par le modèle (c'est-à-dire entre les bandes U et R dans le référentiel au repos).

Chapitre 6

Résultats de cosmologie

Introduction

Les paramètres issus de l’ajustement des courbes de lumière, à l’aide du modèle décrit dans le chapitre précédent, vont nous permettre de construire un estimateur de distance, que nous allons décrire. Celui-ci est appliqué sur un lot de SNe Ia proches et de SNe Ia lointaines provenant de SNLS, satisfaisant certains critères de sélection.

Nous présenterons enfin les résultats obtenus sur les paramètres cosmologiques, ainsi que les sources d’erreurs systématiques identifiées et leur impact sur ces paramètres.

6.1 Lots de supernovæ

Comme nous l’avons déjà évoqué, les mesures de distance reposent, en pratique, sur la comparaison de flux entre des SNe Ia proches et des SNe Ia lointaines. Nous présentons ici les lots d’objets qui seront utilisés pour l’analyse, ainsi que les critères de sélection.

6.1.1 Lot des supernovæ proches

Les SNe Ia proches utilisées sont issues de la littérature, majoritairement de Hamuy et al. (1996a), de Riess et al. (1999) et de Jha (2002), mais également de sources diverses (Strolger et al. 2002 ; Krisciunas et al. 2004a et Krisciunas et al. 2004b). On applique ensuite des critères de sélection.

On demande en premier lieu à ce que le décalage spectral de nos SNe Ia soit supérieur à 0.015. Cela permet de limiter l’influence des distorsions du décalage spectral vers le rouge dues aux mouvements propres des galaxies. On ne garde ensuite que les objets dont le premier point de photométrie mesuré soit au plus tard 5 jours après le maximum de luminosité, ceci afin de pouvoir déterminer correctement la date du pic de luminosité. Afin de voir si aucun biais n’est introduit par cette coupure, nous avons sélectionné un sous-ensemble d’objets ayant des points de mesure avant le maximum. On compare ensuite les distances reconstruites (voir paragraphe 6.2.1) lorsque l’on garde les points pré-maximum et lorsqu’on les supprime. On constate que le biais est négligeable jusqu’à 7 jours après le maximum.

Au terme de cette sélection, nous disposons d’un lot de 44 SNe Ia proches observées en B et V . Parmi elles, 17 ont également bénéficié d’observations dans la bande U . Le tableau 6.5 présente ce lot de SNe Ia ainsi que les valeurs des paramètres issus de l’ajustement de leur courbe de lumière (facteur d’étirement s et couleur col).

6.1.2 Lot des supernovæ de SNLS

Les supernovæ obtenues avec SNLS sont sélectionnées d’après leur identification spectroscopique. Elles sont étiquetées “Ia” si leur spectre présente les caractéristiques attendues pour cette classe d’objet, et “Ia ?” dans le cas où une autre interprétation du spectre est possible, bien qu’il semble être celui d’une SN Ia. Les observations spectroscopiques ont été faites en partie au VLT (Basa 2005), au Gemini (Howell 2005) ainsi qu’au Keck.

Certaines SNe Ia ne disposent pas encore d’image de référence, c’est-à-dire d’image où la supernova est absente, et sont donc pour le moment mises de côté. On impose pour les autres SNe Ia qu’elles aient été observées dans un minimum de deux bandes spectrales afin de pouvoir déterminer leur couleur, dans le domaine décrit par le modèle de courbe de lumière, autrement dit entre le U et le R du référentiel au repos de la supernova. On remarque donc que pour les objets lointains (au-delà de $z = 0.8$) la bande z' devient nécessaire, car la bande r' se trouve décalée en dehors de la limite inférieure du domaine d’étude (3450 Å). On demande enfin à ce que des observations aient été faites avant et après le maximum de luminosité dans la bande B , afin d’avoir une bonne détermination du facteur d’étirement et de la date du maximum. Ce dernier critère élimine directement six objets à cause du manque de points de données pour des raisons de problèmes liés à l’instrument ou à de mauvaises conditions météo.

Finalement 75 SNe Ia sont sélectionnées, parmi les 91 du départ. Elles sont présentées dans le tableau 6.6, ainsi que leurs paramètres d’ajustement de leur courbe de lumière.

La figure 6.1 présente la distribution du décalage spectral z pour ces deux lots de SNe Ia sélectionnées. La couverture en décalage spectral est de : $0.016 \leq z \leq 1.01$.

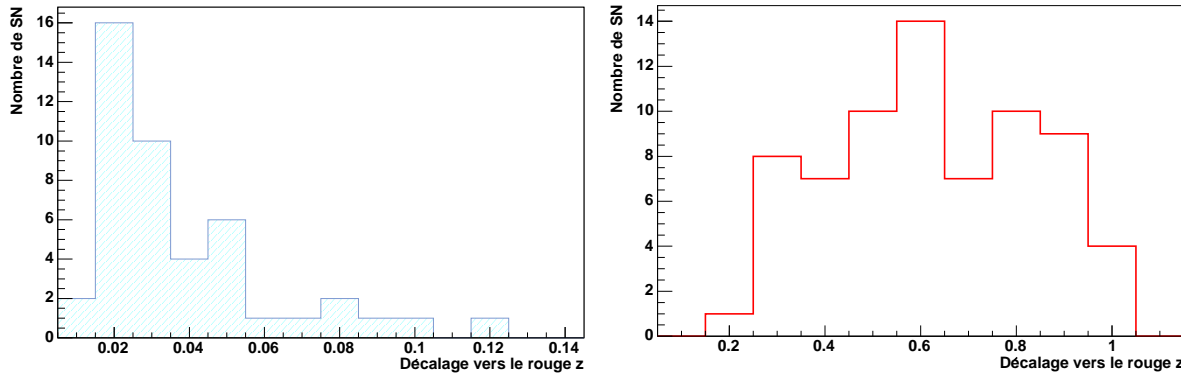


FIG. 6.1 – Distribution du décalage spectral vers le rouge z pour le lot de SNe Ia proches (en hachuré bleu à gauche) et le lot de SNe Ia issues de SNLS (en trait rouge à droite).

6.1.3 Comparaison

Afin de voir si une différence est présente entre le lot de supernovæ proches et celui des lointaines, nous pouvons comparer les distributions des paramètres obtenus après l’ajustement de leurs courbes de lumière. C’est ce qui est indiqué sur les figures 6.2 et 6.3 qui représentent, respectivement, les distributions du facteur d’étirement s et de la couleur col pour les deux lots de supernovæ.

Bien qu’aucun événement ne soit présent à $s < 0.7$ dans le cas des supernovæ issues de SNLS, ce qui reste acceptable étant donnée la statistique, les distributions du facteur d’étirement sont compatibles

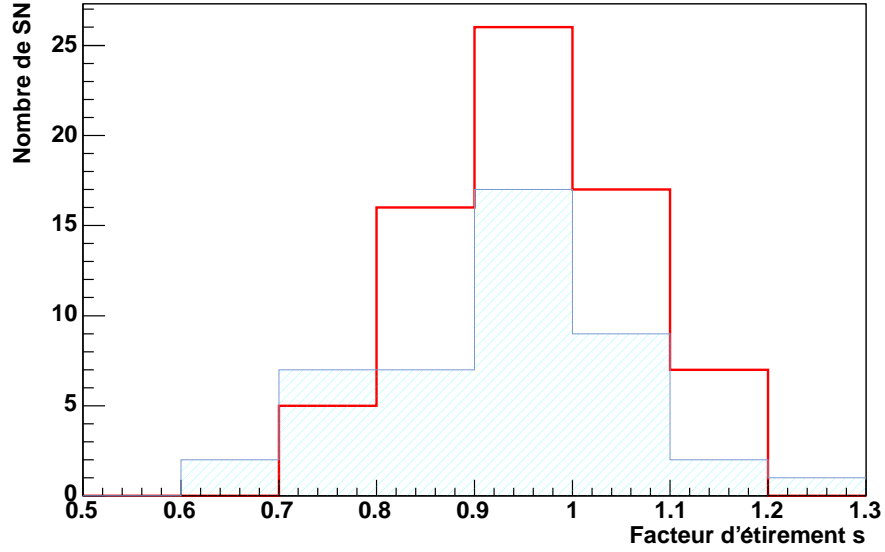


FIG. 6.2 – Comparaison de la distribution du facteur d'étirement s pour le lot de SN Ia proches (en hachuré bleu) et le lot de SN Ia issues de SNLS (en trait épais rouge).

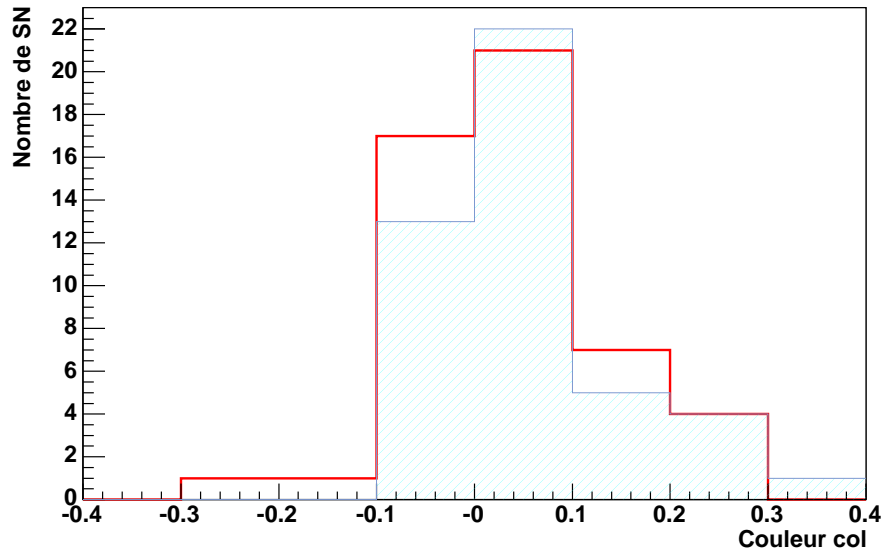


FIG. 6.3 – Comparaison de la distribution du paramètre de couleur col pour le lot de SN Ia proches (en hachuré bleu) et le lot de SN Ia issues de SNLS (en trait épais rouge). Les supernovæ au-delà de $z = 0.8$ sont éliminées à cause des erreurs importantes sur leur couleur.

pour les deux échantillons. Les valeurs moyennes des distributions sont : 0.920 ± 0.018 pour les SNe proches et 0.958 ± 0.012 pour les lointaines.

Les SNe Ia au-delà de $z = 0.8$ sont éliminées dans les distributions du paramètre de couleur col car ce dernier souffre d'incertitudes trop importantes dans sa détermination. Cela est dû au fait que lors

de l'observation de supernovæ à de tels décalages vers le rouge, le filtre z' est sollicité. Or dans cette région l'efficacité quantique des CCDs de MegaCam est faible (voir la figure 4.5), conduisant à un faible rapport signal/bruit pour les données. Nous pouvons remarquer la présence de deux événements assez bleus ($col < -0.1$) dans le lot des supernovæ de SNLS, et qui sont absents dans le lot de supernovæ proches. Cependant nous verrons dans la suite que la prise en compte de ces événements n'a que peu d'impact sur les résultats cosmologiques. Les deux distributions présentent un très bon accord au-delà de $col = -0.1$, et les valeurs moyennes des distributions sont de : 0.059 ± 0.014 pour les proches et 0.029 ± 0.015 pour les lointaines.

Au vu de ces distributions, les supernovæ lointaines semblent être légèrement plus bleues et semblent décroître plus lentement que les supernovæ proches. Nous discuterons de ce fait plus en détail dans le paragraphe 6.4.4 et nous verrons que l'on peut interpréter cette différence comme un effet de sélection entre les lots de départ, plutôt que comme un effet d'évolution des SNe Ia. Les distributions des paramètres $stretch$ et de couleur sont donc très similaires.

6.2 Diagramme de Hubble

Nous avons maintenant sélectionné les SNe Ia proches et lointaines qui vont nous permettre de construire le diagramme de Hubble en vue de contraindre les paramètres cosmologiques. Nous présenterons dans cette partie l'estimateur de distance qui a été choisi pour notre étude. Nous comparerons ensuite la résolution de distance que nous obtenons avec celles données par des méthodes utilisant d'autres estimateurs de distance.

6.2.1 Estimateur de distance

Nous désirons construire un estimateur de distance à partir des paramètres issus de l'ajustement des courbes de lumière. Nous choisissons d'utiliser comme estimateur la magnitude dans la bande B du référentiel de la supernova, notée m_B^* , au maximum de luminosité en B . Son expression est la suivante :

$$m_B^* = -2.5 \log_{10} \frac{f_{SN}(T_B^*)}{(1+z)f_{ref}(T_B)}, \quad (6.1)$$

où $T_B(\lambda)$ est la transmission du filtre B et $T_B^*(\lambda)$ la transmission du filtre B décalé vers le rouge, autrement dit $T_B^*(\lambda) = T_B(\lambda/(1+z))$. Le flux f_{SN} de la supernova (donné dans le chapitre 5) et le flux f_{ref} de l'étoile de référence (Véga dans notre cas) sont définis respectivement par :

$$f_{SN} = f_0(1+z) \int d\lambda \left[\phi_0\left(\frac{\varphi}{s}, \lambda\right) \frac{\lambda}{hc} T(\lambda(1+z)) \right] \times 10^{-0.4 \mathcal{K}(\frac{\varphi}{s}, \lambda_T, s, col)} \quad (6.2)$$

$$f_{ref} = \int \phi_{ref}(\lambda) \frac{\lambda}{hc} T(\lambda) d\lambda, \quad (6.3)$$

où $\phi_{ref}(\lambda)$ est le spectre en énergie de l'étoile de référence.

On remarque que la dépendance en décalage vers le rouge z de m_B^* est contenue dans le facteur $-2.5 \log_{10} f_0$. On rappelle en effet que : $f_0 \sim d_L^{-2}(z)$. Ainsi m_B^* varie comme $5 \log_{10} d_L(z)$. En outre, pour des $z \ll 1$, on retrouve la définition usuelle de la magnitude m_B , c'est-à-dire : $m_B = -2.5 \log_{10}(f_{SN}(T_B)/f_{ref}(T_B))$.

Définie de cette manière, la quantité m_B^* permet de s'affranchir de la normalisation du patron de spectre ϕ_0 de la supernova, ce qui n'était pas le cas du paramètre f_0 .

Nous avons vu dans le chapitre 3, que la dispersion de la luminosité au maximum peut être réduite en tenant compte des corrélations associées au facteur d'étirement et à la couleur. Dans l'approche à deux paramètres (s et col) que nous choisissons, nous ne faisons aucune hypothèse quant à l'interprétation des variations de couleur. Il peut s'agir à la fois d'un rougissement dû aux poussières et d'un effet de couleur intrinsèque (dépendant ou non du facteur d'étirement). Nous choisissons enfin de prendre des corrections linéaires, afin d'avoir une forme simple de l'estimateur de distance. Les corrections associées au facteur d'étirement sont appliquées en suivant l'approche de Perlmutter et al. (1999). Ainsi, munis des paramètres m_B^* , s et col , nous choisissons comme estimateur du module de distance :

$$\mu_B = m_B^* - M + \alpha(s - 1) - \beta col. \quad (6.4)$$

Les coefficients α et β , ainsi que la luminosité intrinsèque M sont à déterminer lors de l'ajustement visant à minimiser les résidus au diagramme de Hubble.

6.2.2 Ajustement du diagramme de Hubble

Nous rappelons que le module de distance, en fonction de z , s'exprime par (cf. équation A.11) :

$$\mu(z) \equiv 5 \log_{10} \left(\frac{d_L(\theta, H_0, z)}{10 \text{ pc}} \right), \quad (6.5)$$

où θ représente le jeu de paramètres cosmologiques utilisés qui peut être : Ω_M dans le cas d'un univers plat de type ΛCDM , $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ ou encore (Ω_M, w) .

Or, d'après l'équation 1.67, on peut écrire :

$$\mu(z) = 5 \log_{10} \left(\frac{c}{H_0 \times 10 \text{ pc}} \right) + 5 \log_{10} \mathcal{D}(\theta, z) \quad (6.6)$$

$$= 43.16 + 5 \log_{10} \mathcal{D}(\theta, z), \quad (6.7)$$

avec $c = 3 \cdot 10^5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ et $H_0 = 70 \cdot 10^{-6} \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-1}$.

La quantité à minimiser est donc :

$$\chi^2 = \sum_{i=sne} \frac{(\mu_B(z_i) - \mu(z_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6.8)$$

$$= \sum_{i=sne} \frac{(m_{iB}^* + \alpha(s_i - 1) - \beta col_i - M - 43.16 - 5 \log_{10} \mathcal{D}(\theta, z_i))^2}{\sigma_i^2}. \quad (6.9)$$

On voit donc que si le facteur H_0 change, la valeur de $5 \log_{10}(\frac{c}{H_0 \times 10 \text{ pc}}) = 43.16$ sera différente. Cependant cette différence peut être englobée dans le paramètre M .

L'erreur σ_i prend en compte les erreurs dues au mouvement propre de la galaxie, pour les objets ayant un faible décalage spectral. Si la galaxie a une vitesse propre de $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, alors on a :

$$\delta m = -\frac{2.5}{\log 10} \times \frac{\delta f}{f} \sim -\frac{2.5}{\log 10} \times \frac{-2 \delta z}{z} = \frac{2.5}{\log 10} \times \frac{0.002}{z}, \quad (6.10)$$

avec $\delta z = 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}/c = 0.001$. On rappelle que $f \sim d_L^{-2}(z) \sim z^{-2}$ pour les faibles z , où ces mouvements propres importent.

Les covariances entre les paramètres f_0 (inclus dans m_B^*), s et col sont également considérées lors du calcul de l'erreur σ_i , pour un point de mesure, qui s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \sigma_i^2 &= \left(\frac{-2.5}{\ln 10} \cdot \frac{\sigma_{f_{0i}}}{f_{0i}} \right)^2 + \left(\frac{2.5}{\ln 10} \cdot \frac{0.002}{z_i} \right)^2 + (\alpha \sigma_{s_i})^2 + (\beta \sigma_{col_i})^2 \\ &+ 2\alpha \frac{-2.5}{\ln 10} \cdot \frac{Cov(f_{0i}, s_i)}{f_{0i}} - 2\beta \frac{-2.5}{\ln 10} \cdot \frac{Cov(f_{0i}, col_i)}{f_{0i}} - 2\alpha\beta Cov(s_i, col_i) \\ &+ (DispInt)^2, \end{aligned} \quad (6.11)$$

où les termes σ_{f_0} , σ_s et σ_{col} correspondent respectivement aux erreurs sur f_0 , s et col . Les termes de la forme $Cov(a, b)$ indiquent le facteur de covariance entre a et b , et enfin $DispInt$ représente la dispersion intrinsèque d'une supernova.

Il faut cependant être prudent lors de cette minimisation. En effet, celle-ci s'effectue par rapport à θ , M , α et β , or ces deux derniers paramètres interviennent également dans le calcul d'erreur. La minimisation par rapport à ces deux paramètres peut donc être biaisée en augmentant l'erreur afin de réduire le χ^2 . Pour éviter cela, je fais une hypothèse sur α et β et procède à un premier ajustement. À l'issue de celui-ci, je récupère les valeurs de ces paramètres que je réinjecte dans les erreurs avant de faire un deuxième ajustement. La valeur de la dispersion intrinsèque est calculée de manière à avoir un χ^2 au minimum par degré de liberté égal à 1, après avoir supposé $DispInt = 0.15$ mag lors du premier ajustement.

6.2.3 Qualité de l'estimateur de distance

Nous avons déjà évoqué le fait que les mesures de distance de SNe Ia à grands décalages spectraux demandent d'utiliser la bande U dans le référentiel de la supernova. Nous devons donc vérifier que nous obtenons des conclusions équivalentes en utilisant les bandes (U, B) d'une part et (B, V) d'autre part (dans le référentiel de la supernova).

• Avec les supernovæ proches

On utilise ici le lot test de SNe Ia proches (voir tableau 5.2) qui n'ont pas servi à entraîner le modèle de courbe de lumière. En ne sélectionnant que les événements à $z > 0.015$ (pour s'affranchir des mouvements propres de la galaxie), et uniquement les données dans les bandes B et V , on obtient :

$$\begin{aligned} M &= -19.41 \pm 0.04, \\ \alpha &= 1.56 \pm 0.25, \\ \beta &= 2.19 \pm 0.33. \end{aligned} \quad (6.12)$$

La dispersion des résidus au diagramme de Hubble est de 0.16 ± 0.03 mag.

On procède de la même manière que précédemment, mais en n'utilisant cette fois que les mesures effectuées dans les bandes U et B , et pour $z > 0.015$. Cela correspond à 9 supernovæ. Les résultats alors obtenus sont les suivants :

$$\begin{aligned} M &= -19.37 \pm 0.05, \\ \alpha &= 0.8 \pm 0.4, \\ \beta &= 3.6 \pm 0.6. \end{aligned} \quad (6.13)$$

La résolution en distance est ici de 0.16 ± 0.05 mag. Ces résultats sont consistants avec les précédents, comme on peut le voir sur la figure 6.4 qui représente les contours de confiance dans le plan (α, β) obtenus avec (U, B) ou (B, V) .

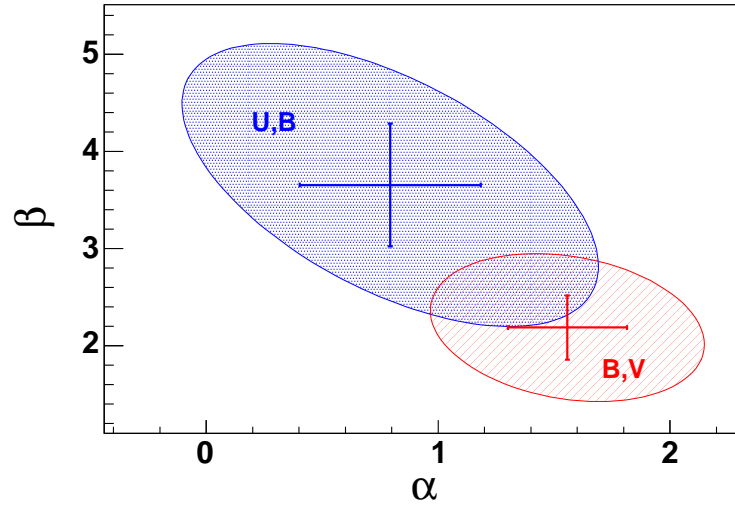


FIG. 6.4 – Contours de confiance à 68 % pour les paramètres (α, β) obtenus en utilisant les données en (U, B) ou en (B, V) . Les croix indiquent les valeurs minimums obtenues après ajustement, avec des incertitudes de 1σ .

On peut comparer la dispersion que l'on obtient avec d'autres estimateurs de distance (présentés dans le chapitre précédent), appliqués à des SNe Ia proches. On ne peut cependant comparer que la dispersion de 0.16 ± 0.03 mag obtenue avec les bandes B et V . En effet, il y a très peu de distances qui sont estimées à partir de U et B seulement, dans la littérature.

Riess et al. (1996) trouvent une dispersion de 0.12 mag avec la méthode MLCS, mais qui sera réévaluée à 0.18 mag par Jha (2002) sur un lot de meilleure qualité. Cependant en récupérant les mesures de distances de 20 objets qui sont en commun avec notre lot de SNe Ia, nous trouvons une dispersion de 0.24 mag.

Wang et al. (2003), à l'aide de la méthode CMAGIC, obtiennent une dispersion de 0.08 mag avec un échantillon de supernovæ satisfaisant $(B_{max} - V_{max}) \leq 0.05$ mag. Cependant une coupure moins stricte, $(B_{max} - V_{max}) \leq 0.5$ mag, conduit à une dispersion de 0.15 mag. Enfin la méthode développée par Wang et al. (2005), qui utilisent le paramètre ΔC_{12} , donne une dispersion de 0.18 mag qui se réduit à seulement 0.07 mag, dans la bande V , sur un échantillon de SNe Ia peu affectées par le rougissement dû à la galaxie hôte ($E(B - V)_{hôte} \lesssim 0.06$ mag).

Nous obtenons finalement une résolution en distance comparable (voire meilleure dans certains cas) avec les autres estimateurs de distance, en utilisant uniquement les bandes B et V . Les mesures de distance avec seulement les données en U et B donnent également des résultats compatibles.

• Avec les supernovæ distantes

On peut étendre cette étude sur les données provenant de SNLS, et ayant été mesurées dans trois bandes spectrales. On désire comparer la différence entre les ajustements effectués pour deux paires de bandes spectrales, ce qui correspond à un test de comparaison de distances. Pour cela, on ajuste tout d'abord les trois bandes à la fois, et on garde en mémoire les valeurs de la date t_{max} du maximum de luminosité en B et du facteur d'étirement s . On procède ensuite à l'ajustement des deux bandes spectrales les plus rouges (BV dans le cas des objets proches), en utilisant les valeurs de t_{max} et s précédentes. On extrait alors à partir du modèle, la magnitude attendue dans la bande U , dans le référentiel de la

supernova, au maximum de luminosité en B . On note cette quantité U_{BV} . Enfin, on ajuste les deux bandes spectrales les plus bleues (UB pour les objets proches), toujours à l'aide des paramètres t_{max} et s déterminés au cours du premier ajustement. On extrait de la même manière la magnitude en U dans le référentiel de la supernova. On appelle cette quantité U_{mes} , puisqu'elle correspond effectivement à la magnitude U lorsque celle-ci est mesurée.

On teste alors la quantité $\Delta U_3 \equiv U_{BV} - U_{mes}$. Le fait d'avoir utilisé la même date du maximum et le même facteur d'étirement n'importe pas, cela permet en fait de diminuer la dispersion des résidus. Un résidu nul signifie que les estimateurs de distance obtenus avec les deux paires de bandes spectrales sont identiques.

Nous disposons de dix événements à des décalages vers le rouge intermédiaires ($0.25 < z < 0.4$) pour lesquels les bandes $g'r'i'$ couvrent la région UBV dans le référentiel de la supernova et de 17 événements à plus grands z , pour lesquels on utilise les bandes $r'i'z'$. On ajoute à ces données SNLS, 28 supernovæ proches mesurées en UBV . La figure 6.5 montre la quantité ΔU_3 en fonction du décalage vers le rouge. Une très faible dispersion de 0.033 est obtenue pour le lot à z intermédiaires, avec une valeur moyenne proche de 0, voir le tableau 6.1 qui récapitule les valeurs moyennes et les dispersions pour les trois lots. En revanche, les lots de supernovæ proches et lointains présentent une plus grande dispersion. Dans le cas des objets proches, cela est probablement dû à la difficulté de calibrer les observations en U , quant au cas des objets lointains, cela vient du faible rapport signal/bruit qui affecte les données en z' .

Lot de SNe	Bandes	Décalage spectral	Nb. de SNe	R.M.S.	Moyenne
Proches	UBV	$0.015 < z < 0.1$	28	0.122	0.0008 ± 0.023
Intermédiaires	$g'r'i'$	$0.25 < z < 0.4$	10	0.033	0.009 ± 0.010
Lointaines	$r'i'z'$	$0.55 < z < 0.8$	17	0.156	0.039 ± 0.035

TAB. 6.1 – Dispersion et valeur moyenne de la distribution de la quantité ΔU_3 pour les trois échantillons de supernovæ (proches, intermédiaires et lointains).

Notre modèle de courbe de lumière décrit donc de manière précise les relations entre les couleurs des supernovæ. La relation entre les luminosités en U , B et V semble ne pas changer avec le décalage vers le rouge, en effet on peut remarquer que les différences entre les valeurs moyennes de ΔU_3 pour les trois échantillons de supernovæ sont compatibles, avec les incertitudes statistiques.

6.3 Résultats sur les paramètres cosmologiques

Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus sur l'ajustement du diagramme de Hubble réalisé sur les lots de supernovæ proches et lointains issues de SNLS.

6.3.1 Diagramme de Hubble

Parmi les 75 événements SNLS de l'échantillon de départ, quatre ont dû être éliminés. Ils se trouvent en effet à plus de 3σ du diagramme de Hubble. Les supernovæ 03D3bb et 03D4cj sont plus brillantes de 0.7 mag et de 0.4 mag, respectivement, par rapport au meilleur ajustement. À l'inverse, les supernovæ 03D4au et 03D4bc sont plus faibles de 0.5 mag et 0.8 mag, respectivement. Ces événements ne sont donc pas pris en compte. Nous avons mentionné précédemment que le lot de supernovæ issues de SNLS contenait deux événements (04D1ag et 04D3oe) ayant une couleur bleue ($col < -0.1$). Nous avons vérifié que le fait de les inclure ou non dans l'ajustement au diagramme de Hubble change les résultats par moins de 0.1σ , ne donnant donc aucune raison de les éliminer.

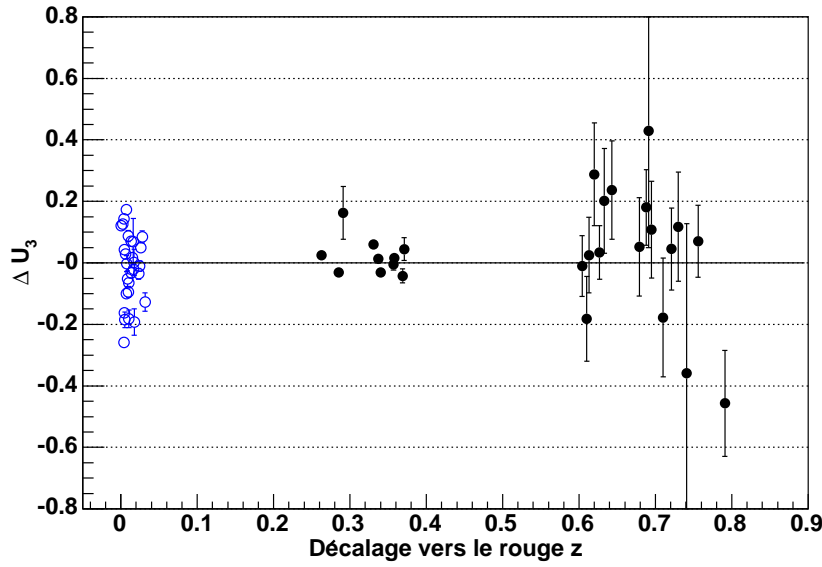


FIG. 6.5 – Quantité ΔU_3 en fonction du décalage vers le rouge. Les barres d’erreurs sont dues aux incertitudes photométriques. La dispersion observée pour le lot de proches vient de la difficulté à calibrer les observations en U . Le lot de SNe lointaines est quant à lui affecté par le faible rapport signal/bruit de la bande z' .

Nous disposons donc de 44 supernovæ proches et de 71 supernovæ lointaines pour ajuster le diagramme de Hubble.

Après ajustement sur les SNe Ia proches et lointaines, nous trouvons finalement la relation suivante pour l’estimateur de distance :

$$\mu_B(z) = m_B^* - 19.31 \pm 0.03 + (1.52 \pm 0.14)(s - 1) - (1.57 \pm 0.15) col. \quad (6.14)$$

La dispersion intrinsèque obtenue, afin d’avoir un χ^2 par degré de liberté égal à 1, est de 0.13 mag et la dispersion des résidus est de 0.20 mag.

Le diagramme de Hubble en B obtenu, en corrigeant pour le facteur d’étirement et la couleur, tout en incorporant la dispersion intrinsèque, est présenté sur la figure 6.6. Différents modèles sont présentés dont le modèle ajustant le mieux les données, dans le cas d’un univers plat : $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.26, 0.74)$.

Les valeurs obtenues pour les paramètres α et β sont en accord avec les travaux précédents utilisant le même type d’estimateur de distance et notamment ceux de Tripp (1998). Ce dernier utilise un estimateur de distance basé sur la luminosité au maximum, le taux de déclin Δm_{15} et la couleur.

Comme nous l’avons déjà mentionné dans le chapitre 5, si la couleur n’est due qu’à un rougissement par les poussières de la galaxie hôte, β devrait être proche de $R_B = 4.1$ (valeur moyenne pour le milieu interstellaire). Or cela ne s’avère pas être le cas. Un autre effet entre donc en jeu dans les variations de couleur. Il peut s’agir d’une couleur intrinsèque de la supernova, comme évoqué dans Nobili et al. (2003). Aussi le terme de couleur col tel qu’il a été défini pour notre étude, c’est-à-dire n’étant pas uniquement un effet du rougissement, peut donc être négatif.

6.3.2 Contours de confiance

Il est maintenant possible de tracer les contours de confiance dans le plan des paramètres cosmologiques $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ et (Ω_M, w) . Je procède pour cela à une marginalisation sur les trois paramètres “indésirables” : M , α et β .

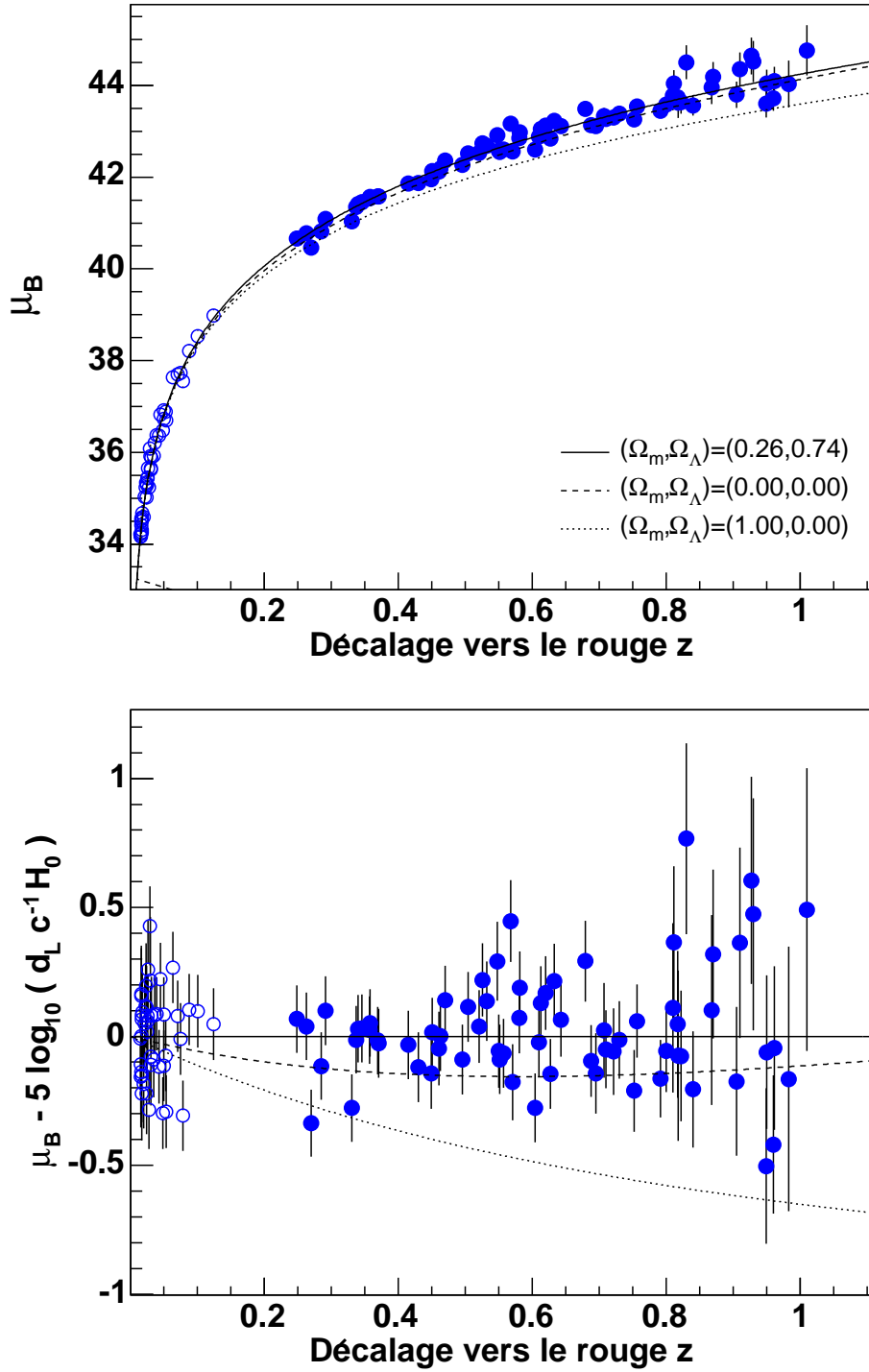


FIG. 6.6 – Diagramme de Hubble (en haut) et résidus (en bas) obtenus avec les supernovæ proches (ronds ouverts) et les supernovæ de SNLS (ronds pleins). Les corrections pour le facteur d'étirement et la couleur, ainsi que la dispersion intrinsèque sont prises en compte. Différents modèles sont indiqués, dont celui ajustant le mieux les données, pour un univers plat : $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.26, 0.74)$.

Dans un cadre bayésien, cette étape consiste à intégrer la quantité $\exp(-\frac{1}{2}\chi^2)$ sur chacun des paramètres, où χ^2 est défini dans l'équation 6.9. Ainsi :

$$\chi^2 = \chi^2(\theta, M, \alpha, \beta) \quad (6.15)$$

$$\hat{\chi}_M^2(\theta, \alpha, \beta) = -2 \ln \left[\int \exp(-\frac{1}{2}\chi^2) dM \right] \quad (6.16)$$

$$\hat{\chi}_\alpha^2(\theta, \beta) = -2 \ln \left[\int \exp(-\frac{1}{2}\hat{\chi}_M^2) d\alpha \right] \quad (6.17)$$

$$\hat{\chi}_\beta^2(\theta) = -2 \ln \left[\int \exp(-\frac{1}{2}\hat{\chi}_\alpha^2) d\beta \right]. \quad (6.18)$$

La fonction résultante ne dépend donc plus que des paramètres cosmologiques θ . Notons que, de la même façon que précédemment, les valeurs de α et β intervenant dans le terme d'erreur du χ^2 sont fixes et correspondent aux valeurs issues de l'ajustement précédent.

Les résultats obtenus sont :

- pour un univers avec constante cosmologique et une équation d'état constante ($w = -1$) :

$$(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.30 \pm 0.21, 0.80 \pm 0.31), \quad (6.19)$$

- pour un univers plat ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$) :

$$\Omega_M = 0.264 \pm 0.037. \quad (6.20)$$

Il est intéressant de prendre en compte le résultat récent, présenté dans le chapitre 1, obtenu par Eisenstein et al. (2005) sur la mesure du pic acoustique baryonique (PAB) grâce à l'observation de plusieurs dizaines de milliers de galaxies (avec $0.16 < z < 0.47$), dans le cadre du SDSS. Ils mesurent la quantité suivante :

$$A \equiv D_V(z_1) \frac{\sqrt{\Omega_M H_0^2}}{z_1 c} = 0.469 \pm 0.017, \quad (6.21)$$

où $z_1 = 0.35$, et $D_V(z)$ est défini par :

$$D_V(z) = \left[d_M(z)^2 \frac{cz}{H(z)} \right]^{1/3}, \quad (6.22)$$

avec $d_M(z)$ la distance propre. L'équation 6.21 s'écrit de manière détaillée, pour un univers plat et avec une constante cosmologique :

$$A = \sqrt{\Omega_M} E(z_1)^{-1/3} \left[\frac{1}{z_1} \int_0^{z_1} \frac{dz}{E(z)} \right]^{2/3}, \quad (6.23)$$

où $E(z) = H(z)/H_0 = [\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda(1+z)^{3+3w_0}]^{1/2}$. En linéarisant l'expression de A , ils trouvent l'approximation suivante (que nous n'avons pas utilisée) :

$$\Omega_M = 0.273 \pm 0.025 + 0.123(1+w) + 0.137\Omega_k, \quad (6.24)$$

où Ω_k , nous le rappelons, est défini comme $\Omega_k = \Omega_M + \Omega_\Lambda - 1$. Finalement, les contours combinés entre les SNe Ia et le PAB donnent comme résultat pour les valeurs des paramètres cosmologiques :

$$(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.271 \pm 0.020, 0.748 \pm 0.081), \text{ avec } w = -1 \quad (6.25)$$

$$(\Omega_M, w) = (0.271 \pm 0.021, -1.020 \pm 0.087), \text{ avec } \Omega_k = 0. \quad (6.26)$$

La figure 6.7 présente les contours de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ obtenus avec les SNe Ia issues de SNLS, les résultats obtenus avec les mesures sur le pic acoustique baryonique, ainsi que le résultat combiné.

La figure 6.8 présente de la même manière les différents contours de confiance dans le plan (Ω_M, w) . Les mesures effectuées à l'aide des SNe Ia et du PAB sont très complémentaires fournissant des contraintes dans des directions quasi-orthogonales.

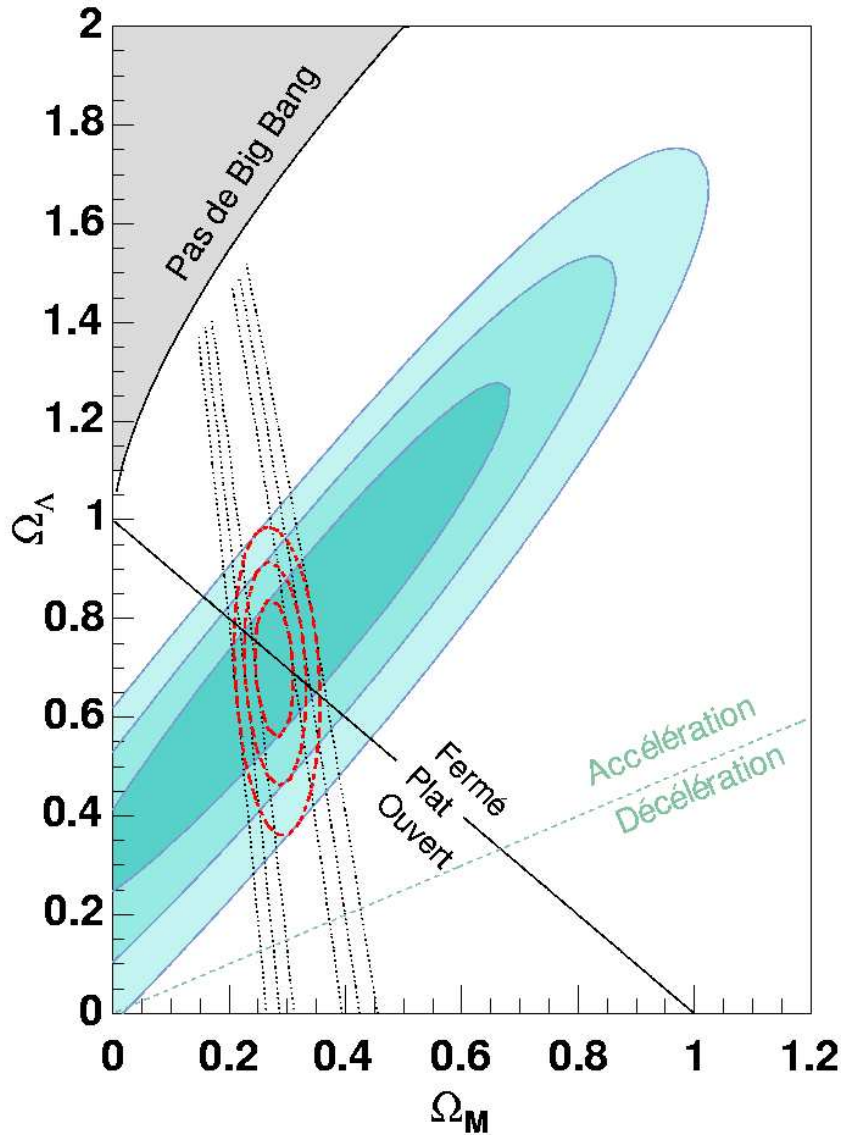


FIG. 6.7 – Contours à 68.3, 95.5 et 99.7 % de confiance dans le plan $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ pour les SN Ia issues de SNLS, le résultat de Eisenstein et al. (2005) sur la mesure du pic acoustique baryonique (trait pointillé fin noir) et les contours combinés (trait pointillé épais rouge).

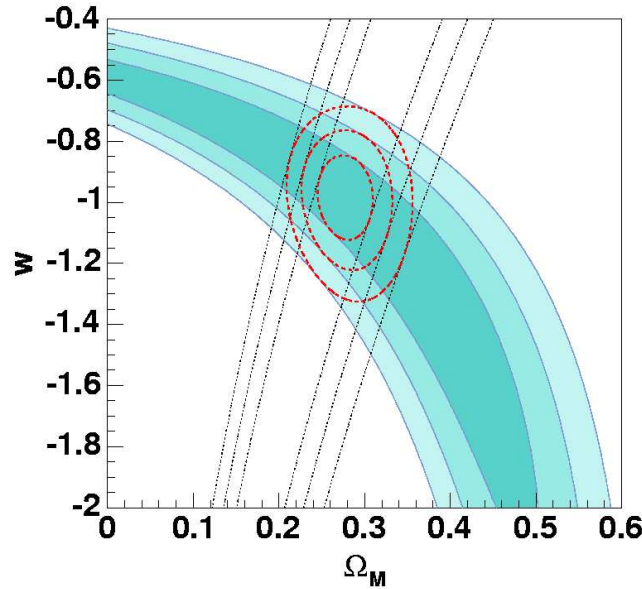


FIG. 6.8 – Contours à 68.3, 95.5 et 99.7 % de confiance dans le plan (Ω_M, w) pour les SN Ia issues de SNLS, le résultat de Eisenstein et al. (2005) sur la mesure du pic acoustique baryonique (trait pointillé fin noir) et les contours combinés (trait pointillé épais rouge).

6.4 Étude des effets systématiques

Nous présentons dans cette partie les différentes sources d'incertitudes systématiques identifiées et leur impact sur les paramètres cosmologiques.

6.4.1 Calibration photométrique

Des erreurs de calibration peuvent intervenir notamment lors de la détermination du point zéro qui permet d'exprimer les magnitudes des objets. Pour chaque bande spectrale, on simule un décalage de ce point zéro, qui va donc changer les magnitudes des points de mesure.

L'impact de ce décalage sur les paramètres cosmologiques est présenté dans le tableau 6.2. On peut remarquer qu'une erreur de calibration dans la bande z' est celle qui a le plus d'impact sur les paramètres cosmologiques. En effet, la calibration photométrique de la bande z' demande d'extrapoler à partir des mesures effectuées dans les filtres R et I Landolt (les étoiles standard de Landolt n'ayant été observées que dans les bandes $UBVRI$). C'est pourquoi nous avons mis une incertitude plus grande sur le point zéro dans cette bande z' (de 0.03 mag au lieu de 0.01 mag pour les autres bandes). Un moyen d'améliorer cela est d'observer des étoiles standard spectrophotométriques, dans la bande z' , afin de comparer le flux mesuré à la magnitude synthétique pour déterminer le point zéro correspondant.

La détermination de la magnitude d'un objet repose également sur le spectre d'une étoile de référence, celui de Véga dans notre cas. On propage l'effet d'un changement de couleur de ce spectre, en augmentant la couleur $(B - R)$ d'un facteur 0.01. Cela affecte Ω_M d'une erreur de 0.012, Ω_{tot} de 0.02 et w (avec Ω_M fixé) de 0.03.

Bande spectrale	Décalage du point zéro	$\delta\Omega_M$ (univers plat)	$\delta\Omega_{tot}$	δw ($\Omega_M = 0.27$)
g'	0.01	0.000	-0.02	0.00
r'	0.01	0.009	0.03	0.02
i'	0.01	-0.014	0.17	-0.04
z'	0.03	0.018	-0.48	-0.03
Somme quadratique	...	0.024	0.51	0.05

TAB. 6.2 – Influence d’un décalage de point zéro (erreur dans la détermination des magnitudes) sur les paramètres cosmologiques.

6.4.2 Filtres

Le flux d’une supernova est déterminé dans un filtre donné. Les bandes passantes de ces filtres doivent donc être connues avec précision, et notamment leur longueur centrale qui importe au premier ordre ; la largeur du filtre ainsi que sa transmission influent sur le point zéro, et non sur le flux reconstruit de la supernova (au premier ordre). Nous avons vu que nous sommes capables de détecter des décalages de la longueur d’onde centrale des filtres de l’ordre de 10 Å dans les relations de transformation Landolt-MegaCam et SDSS-MegaCam. L’effet d’un tel décalage est très faible ; seul le filtre r' a un impact mesurable de 0.007 sur Ω_M , de 0.01 sur Ω_{tot} et de 0.02 sur w .

6.4.3 Couleur ($U - B$)

Rappelons que la mesure de distance à l’aide de supernovæ à grands décalages vers le rouge demande d’utiliser la bande U dans le référentiel de la supernova. En effet, entre $0.5 < z < 0.8$, la bande r' évolue du B au U dans le référentiel au repos. Les distances sont principalement estimées à partir de r' et i' pour cet intervalle de z . La paire ($r'i'$) passe de (BV) pour $z = 0.5$ à (UB) pour $z = 0.8$. L’estimateur de distance doit bien évidemment être indépendant de la paire de filtres utilisée. On voit donc qu’il est important de bien définir la couleur ($U - B$), à ($B - V$) fixée.

Pour une couleur ($B - V$) donnée, il est possible de définir la couleur ($U - B$) moyenne avec une précision de 0.01 mag (voir tableau 6.1). Cette valeur dépend de la taille de notre échantillon, seulement 10 SNe Ia, issues de SNLS, permettent de définir cette quantité pour des décalages vers le rouge intermédiaires ($0.25 < z < 0.4$).

Cette valeur est néanmoins extrêmement faible, et mesurée sur un échantillon restreint, nous préférons donc propager une incertitude de 0.02 mag, en décalant le modèle de courbe de lumière en U de cette quantité. Cela conduit à changer Ω_M de 0.020. Cette incertitude est à ajouter aux erreurs statistiques puisqu’elle dépend de la taille de l’échantillon.

6.4.4 Effets d’évolution

Nous cherchons à voir si les supernovæ ont un comportement différent en fonction du décalage vers le rouge, autrement dit si elles ont évolué. On compare pour cela des lots d’objets proches et lointains.

Nous avons déjà remarqué que les distributions du facteur d’étirement s et de la couleur col ne présentaient pas de différences notables entre les lots d’objets proches et lointains (voir les figures 6.2 et 6.3).

Nous pouvons mentionner que Falco et al. (1999) et Leibundgut (2001) avaient noté que les objets à grands décalages vers le rouge du lot de Riess et al. (1998) présentaient une couleur bleue anormale. Riess et al. (2004), à l’aide d’un lot de SNe Ia plus important ont essayé de mettre en évidence une possible évolution des couleurs ($B_{max} - V_{max}$) et ($U_{max} - B_{max}$), dans le référentiel de la supernova.

La méthode MLCS, étendue à la bande U , est utilisée ici pour ajuster les courbes de lumière. La figure 6.9 présente les histogrammes de ces couleurs ($B_{max} - V_{max}$) et ($U_{max} - B_{max}$), pour trois intervalles de décalage spectral : $z < 0.1$, $0.1 < z < 0.6$ et $0.6 < z < 1.6$. Il s'agit en fait des couleurs intrinsèques, c'est-à-dire des couleurs une fois que l'extinction a été soustraite, autrement dit des couleurs du modèle de courbe de lumière.

Concernant ($B_{max} - V_{max}$), la couleur moyenne de la région des z intermédiaires est plus bleue de 0.02 mag que celle des faibles z , et la différence entre le lot à grands z et à petits z est de 0.01 mag. En revanche, les couleurs moyennes en ($U_{max} - B_{max}$) pour les faibles z et les grands z sont consistantes (les données sont négligeables pour les z intermédiaires).

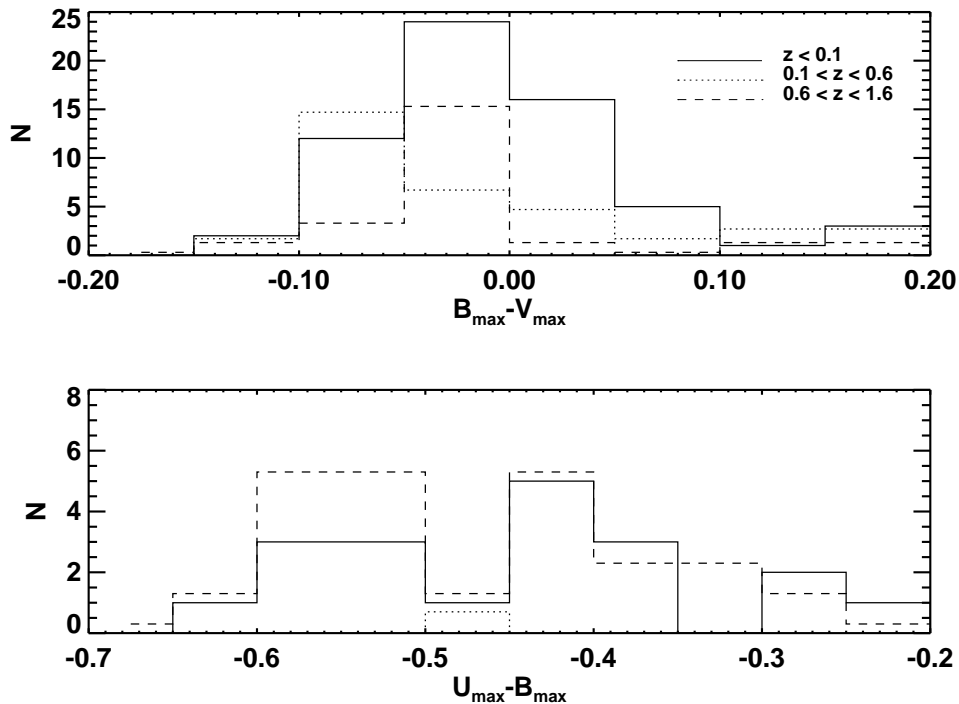


FIG. 6.9 – Couleurs ($B_{max} - V_{max}$) et ($U_{max} - B_{max}$), intrinsèques (extinction soustraite), pour trois intervalles de décalage spectral. La figure est tirée de Riess et al. (2004).

Finalement, seule la comparaison de la couleur ($B_{max} - V_{max}$) pour les z intermédiaires et faibles présente une différence significative. Ils ne peuvent donc conclure à une preuve évidente de l'évolution de la couleur des SNe Ia, avec leur lot de données.

On peut reproduire les distributions des paramètres de facteur d'étirement s et de couleur col , présentées sur les figures 6.2 et 6.3 respectivement, pour les trois intervalles en z précédent. C'est ce qui est représenté sur la figure 6.10. Le tableau 6.3 récapitule les valeurs moyennes des différentes distributions ($B_{max} - V_{max}$), ($U_{max} - B_{max}$) et s) pour les trois échantillons de supernovæ.

On retrouve bien la tendance que nous avons remarqué au paragraphe 6.1.3 : en moyenne, les supernovæ distantes sont plus bleues et ont un taux de décroissance plus lent que les objets proches. Cependant plutôt que de conclure à un effet d'évolution, on peut interpréter cette observation comme une différence de sélection entre les échantillons de départ. En effet, les objets les plus lumineux ont tendance à être préférentiellement sélectionnés (cf. biais de Malmquist) ; or ces objets sont les plus bleus (d'après la corrélation *brighter-bluer*) et les plus lents (d'après la corrélation *brighter-slower*). Nous verrons dans

Lot de SNe	$(B_{max} - V_{max})$	$(U_{max} - B_{max})$	s
Proches	0.003 ± 0.015	-0.362 ± 0.019	0.922 ± 0.019
Intermédiaires	-0.016 ± 0.019	-0.399 ± 0.019	0.954 ± 0.015
Lointaines	-0.072 ± 0.027	-0.436 ± 0.028	0.959 ± 0.015

TAB. 6.3 – Valeurs moyennes des distributions de $(B_{max} - V_{max})$, $(U_{max} - B_{max})$ et s pour les trois lots de supernovæ (proches, intermédiaires et lointaines).

la partie suivante que le comportement de s et col en fonction de z peut être reproduit, en appliquant des effets de sélection sur une même population à tous les décalages spectraux (voir la figure 6.13).

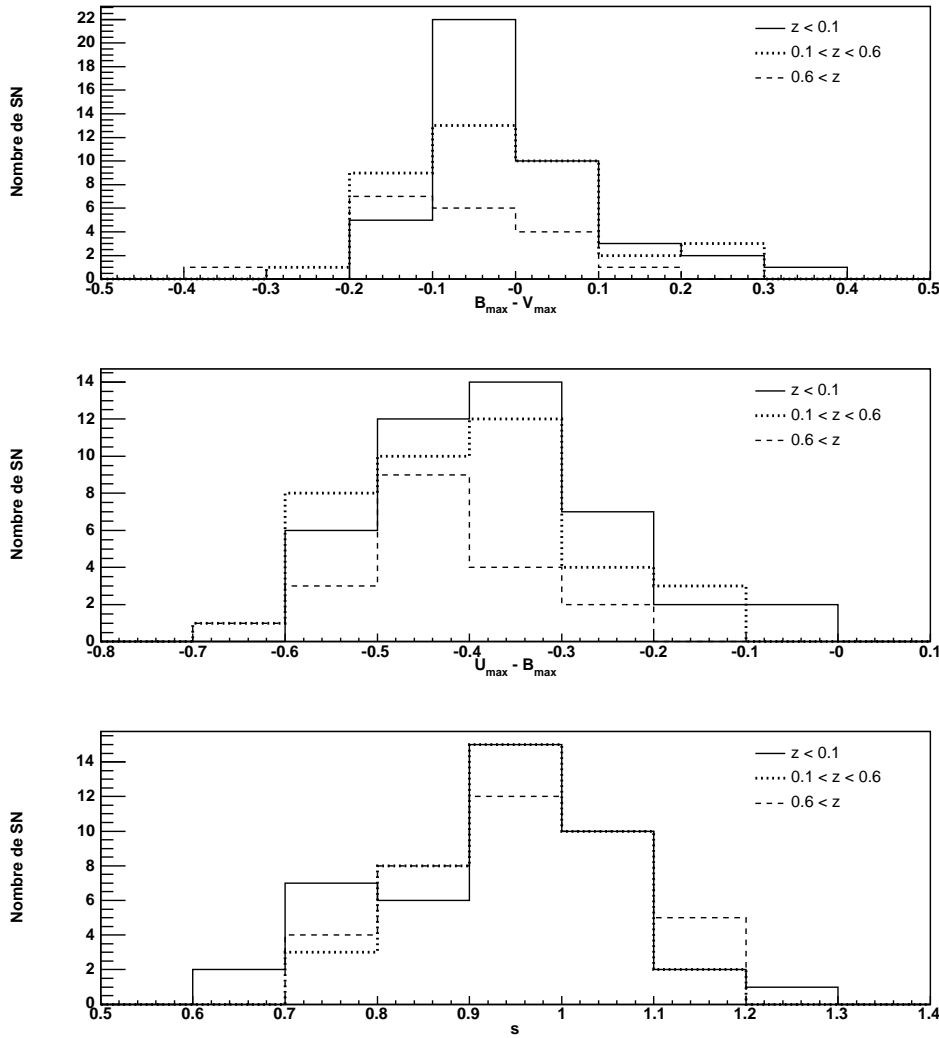


FIG. 6.10 – Distributions des couleurs $(U_{max} - B_{max})$ et $(B_{max} - V_{max})$, et du facteur d'étirement s , pour trois intervalles de décalage spectral, avec les données de SNLS.

On peut également regarder les relations entre les résidus au diagramme de Hubble et ces paramètres s et col (voir la figure 6.11). On pourra noter que l'on retrouve bien les corrélations observées :

- plus une supernova est brillante, plus son taux de déclin est faible (relation dite *brighter-slower*),
- plus une supernova est brillante, plus elle est bleue (relation dite *brighter-bluer*).

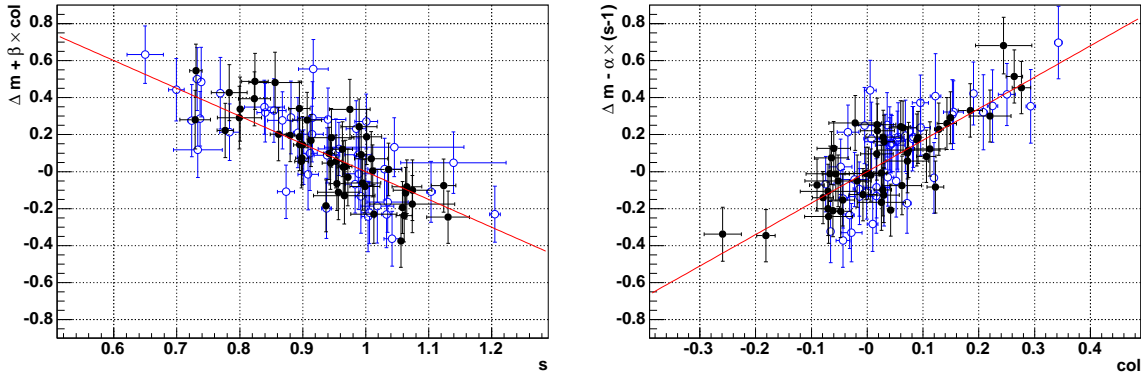


FIG. 6.11 – Résidus au diagramme de Hubble en fonction du facteur d’étirement s (à gauche) et de la couleur col (à droite), pour les SN Ia proches (cercles bleus ouverts) et distantes de SNLS (cercles noirs pleins). On retrouve bien les relations dites *brighter-slower* et *brighter-bluer*.

Finalement, les deux lots de SNe Ia ne présentent pas de différence significative dans leur comportement, suggérant ainsi qu’il n’y a pas d’effet d’évolution visible des SNe Ia, en fonction du décalage vers le rouge.

6.4.5 Biais de Malmquist

Le biais de Malmquist, évoqué au chapitre 3, est un effet qui conduit à sélectionner préférentiellement les objets les plus brillants, affectant ainsi la luminosité moyenne des SNe Ia, et d’une manière dépendant du décalage vers le rouge. Ce n’est cependant pas si simple, puisque le calcul de distance ne dépend pas uniquement de la luminosité, mais également du facteur d’étirement et de la couleur. Nous avons effectué des simulations, pour les SNe Ia proches et lointains, afin de quantifier cet effet.

Les supernovæ proches sont issues de la littérature, et il n’est donc pas aisé de connaître avec précision les techniques de recherche qui ont été utilisées. On simule donc des courbes de lumière de SNe Ia afin d’étudier l’effet d’une limitation en luminosité.

Ces courbes de lumière de SNe Ia sont simulées à des décalages vers le rouge compris entre $0.02 < z < 0.1$, avec un facteur d’étirement, une couleur et une date d’explosion aléatoires. On tient compte également des corrélations *brighter-bluer* et *brighter-slower* évoquées précédemment. On simule enfin une coupure en luminosité, à une date fixée. Notons que le biais ne dépend pas de la phase de découverte, ce qui n’est pas le cas pour la détermination du pic de luminosité. Simuler une recherche dans les bandes U , B ou V ne change pas la valeur du biais de manière significative. On trouve finalement un biais de 0.027 sur le module de distance, avec des variations de l’ordre de 10 % lorsqu’on varie la valeur de la coupure en luminosité (de 1.5 mag) et la forme de la chute supposée d’efficacité de détection. Dans le cas des supernovæ proches, seule la valeur moyenne du biais importe et non sa dépendance en décalage vers le rouge, qui n’a pas d’impact sur les paramètres cosmologiques.

Cette simulation ne s’applique cependant qu’à des recherches limitées en flux, ce qui n’est pas forcément le cas pour l’intégralité du lot de SNe Ia proches utilisé ici. On applique donc le résultat précédent de la simulation seulement aux objets ayant été découverts à l’aide de plaques photographiques (28 événements), en supposant qu’il s’agit bien de recherches limitées en flux. On trouve alors une valeur

moyenne du biais de 0.017 ± 0.012 mag, pour l'échantillon de supernovæ proches, où l'incertitude suppose que la valeur moyenne du biais et la fraction des événements auxquels le modèle s'applique sont incertains de 50 %. Ainsi, une augmentation globale des distances de $0.017 (\pm 0.012)$ mag conduit à une augmentation de $0.019 (\pm 0.012)$ pour Ω_M (pour un univers plat).

Nous effectuons des simulations pour les objets lointains, mais où cette fois la limitation en flux est due à la spectroscopie, qui ne permet pas d'observer les objets trop faibles. On simule des SNe Ia en tenant compte, comme précédemment, des relations *brighter-bluer* et *brighter-slower*, et à un taux par volume comobile constant avec le décalage spectral. On ajuste la coupure de la magnitude limite de manière à reproduire les distributions en décalage vers le rouge et en magnitude au pic des SNe Ia issues de SNLS. Ces distributions sont présentées sur la figure 6.12.

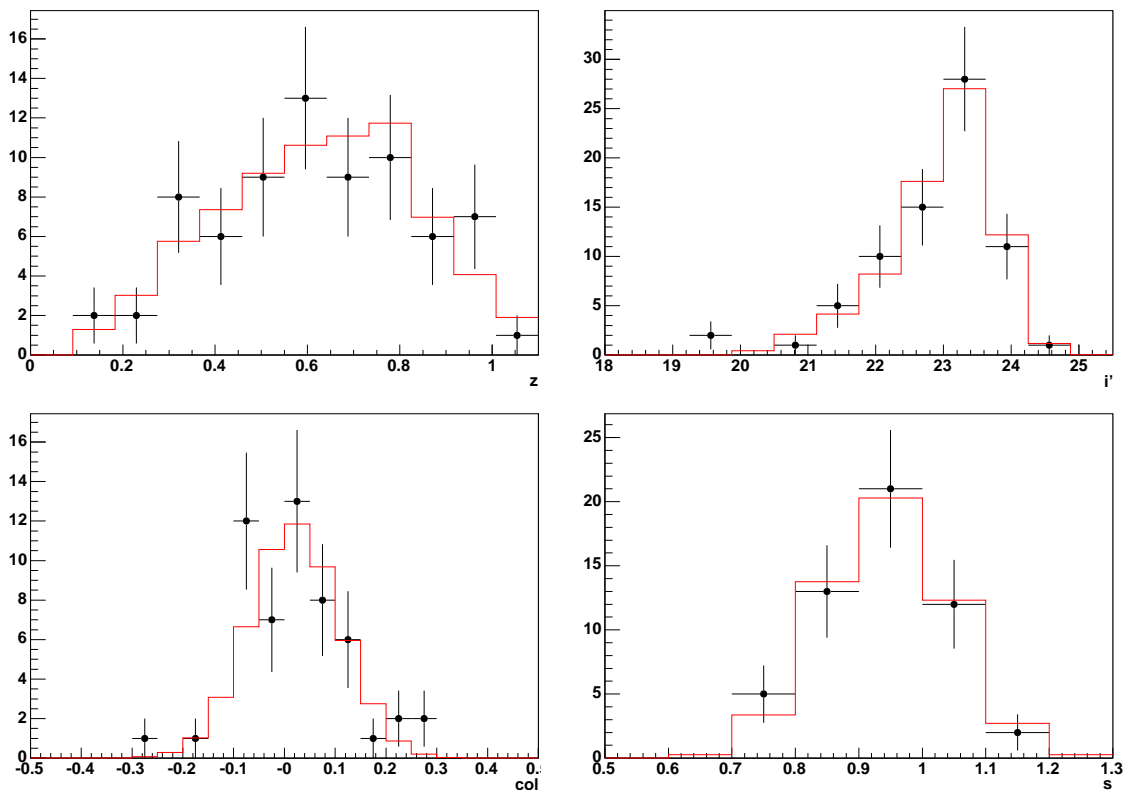


FIG. 6.12 – Distribution du décalage vers le rouge z , de la magnitude au pic en i' , de la couleur col et du facteur d'étirement s pour les supernovæ issues de SNLS (points noirs) et les distributions obtenues avec la simulation (histogrammes rouges).

La figure 6.13 montre l'évolution de s , col et des résidus au diagramme de Hubble en fonction du décalage spectral z , pour les SNe Ia de SNLS et les SNe Ia simulées. On peut constater qu'à grands décalages vers le rouge, la valeur moyenne du facteur d'étirement augmente, et que les supernovæ sont en moyenne plus bleues, traduisant bien le fait que les objets les plus brillants sont observés préférentiellement à grands z .

La dépendance du biais en fonction du décalage vers le rouge peut ici être déterminée. On trouve un biais sur le module de distance de 0.02 mag pour $z = 0.8$ et de 0.05 pour $z = 1$. En corrigeant de ce biais, la valeur de Ω_M , dans le cas d'un univers plat, décroît de 0.02 mag.

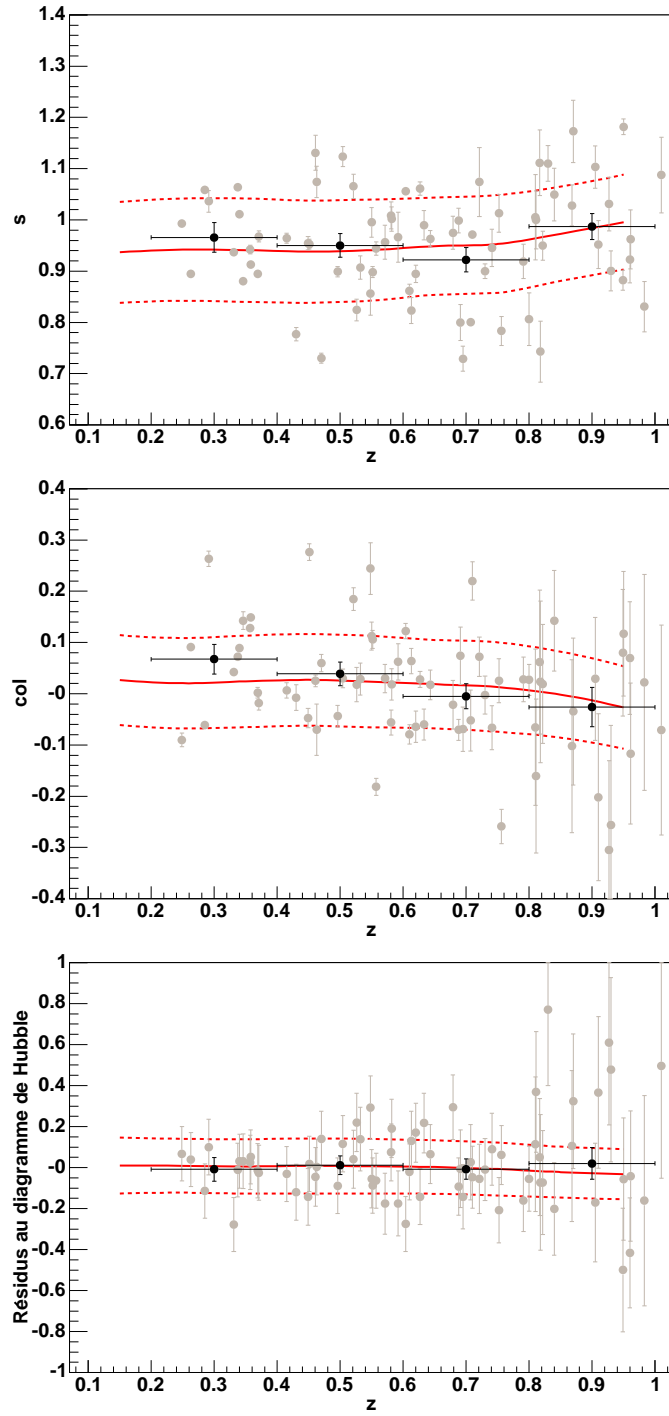


FIG. 6.13 – Évolution de s , col et des résidus au diagramme de Hubble en fonction de z pour les SNe Ia issues de SNLS (points gris). Les points noirs correspondent aux valeurs moyennes par intervalle de z . La ligne rouge pleine représente les valeurs moyennes obtenues avec la simulation, et les lignes pointillées représentent une déviation de 1σ de ces valeurs moyennes.

Finalement les biais introduits pour les supernovæ proches et lointaines se compensent. Les résultats cosmologiques ne changent que de 0.1σ lorsqu'on applique les corrections du biais de Malmquist, c'est pourquoi nous n'en avons pas tenu compte ici. L'augmentation de la statistique dans le cas de SNLS permettra de modéliser plus précisément cet effet de sélection. Le cas des supernovæ proches est plus difficile à traiter car les données ne sont pas homogènes et les conditions d'observation ne sont pas bien connues. Cependant la recherche de SNe Ia avec SN Factory permettra d'améliorer notablement la modélisation de ce biais pour les objets proches.

6.4.6 Récapitulatif sur les erreurs systématiques et résultats

Le tableau 6.4 récapitule les incertitudes systématiques sur Ω_M (en supposant un univers plat), sur Ω_{tot} et sur w (avec Ω_M fixé). Sont également indiquées les incertitudes sur Ω_M et w en tenant compte des résultats obtenus avec les mesures sur le pic acoustique baryonique (Eisenstein et al. 2005).

Type d'incertitude	$\delta\Omega_M$ (univers plat)	$\delta\Omega_{tot}$	δw (Ω_M fixé)	$\delta\Omega_M$ (PAB)	δw (PAB)
Point zéro	0.024	0.51	0.05	0.004	0.040
Spectre de Véga	0.012	0.02	0.03	0.003	0.024
Bandes passantes	0.007	0.01	0.02	0.002	0.013
Biais de Malmquist	0.016	0.22	0.03	0.004	0.025
Somme quadratique	0.032	0.55	0.07	0.007	0.054
Couleur ($U - B$) (stat.)	0.020	0.12	0.05	0.004	0.024

TAB. 6.4 – Récapitulatif des différentes sources d'erreurs systématiques et de leur impact sur les paramètres cosmologiques. Les erreurs obtenues en prenant en compte les résultats sur le pic acoustique baryonique (PAB) sont également présentées.

On peut voir que la principale source d'erreur vient de la calibration photométrique, et notamment de l'utilisation de la bande z' .

Finalement le résultat obtenu sur la mesure de Ω_M , en supposant un univers plat, est le suivant :

$$\Omega_M = 0.264 \pm 0.042 (stat.) \pm 0.032 (syst.). \quad (6.27)$$

Si l'on prend en compte les résultats sur le pic acoustique baryonique, pour un univers plat (avec constante cosmologique) et pour une équation d'état de l'énergie noire constante, nous trouvons :

$$\Omega_M = 0.271 \pm 0.021 (stat.) \pm 0.007 (syst.) \quad (6.28)$$

$$w = -1.02 \pm 0.09 (stat.) \pm 0.054 (syst.). \quad (6.29)$$

6.5 Modèles d'énergie noire

Nous avons mentionné dans le chapitre 1 qu'il existe différents modèles qui tentent de décrire l'énergie noire, caractérisée par son équation d'état w .

Les modèles de cordes cosmiques et défauts topologiques (Vilenkin & Shellard 1994) prévoient $w = -1/3$, ce qui semble fortement défavorisé d'après nos résultats (voir la figure 6.8).

Les modèles de quintessence considèrent, quant à eux, une équation d'état de l'énergie noire non constante, variant avec le temps, $w(z)$. Un problème majeur de ces modèles est qu'il est nécessaire d'avoir des conditions initiales de l'équation du mouvement (équation 1.45) qui régit l'évolution du champ scalaire de quintessence Q , très bien ajustées (problème dit de *fine-tuning*) pour que les densités

de matière et d'énergie noire soient du même ordre de grandeur (problème de la coïncidence évoqué au chapitre 1), tel que cela est exigé par les observations. Le concept de *tracking fields* (Steinhardt et al. 1999 ; Zlatev et al. 1999) a été introduit afin de résoudre ce problème, le potentiel du champ $V(Q)$ est en loi de puissance ($V(Q) \propto Q^{-\alpha}$). Brax & Martin (1999) proposent un modèle, utilisant ce concept de *tracking fields*, et trouvent une équation d'état de $w_Q \approx -0.82$, pour $\Omega_M \approx 0.3$, ce qui semble également être défavorisé par nos résultats (équation 6.29). Gerke & Efstathiou (2002) explorent les contraintes sur l'énergie noire qui sont attendues avec les observations du satellite SNAP, en se focalisant plus particulièrement sur le modèle de quintessence avec un potentiel en loi de puissance de la forme $V(Q) \propto Q^{-2}$, pour traiter un cas simple et néanmoins réaliste.

Ils supposent un univers plat et simulent par Monte-Carlo les données attendues avec le satellite SNAP. L'échantillon comprend 2000 supernovæ à grands décalages vers le rouge ($0.1 \leq z \leq 1.7$) ainsi que 200 supernovæ à faibles z ($0 \leq z \leq 0.2$), provenant d'observations au sol. Ils tracent alors les contours de confiance obtenus dans le plan (Ω_Q, w_Q) , où ils notent $\Omega_Q = 1 - \Omega_M$ (dans le cas d'un univers plat) la densité d'énergie noire et w_Q son équation d'état. La figure 6.14 présentent ces contours dans le cas où aucune hypothèse n'est faite au préalable, et dans les cas où l'on suppose une déviation standard sur Ω_M de $\sigma_{\Omega_M} = 0.05$ et $\sigma_{\Omega_M} = 0.015$.

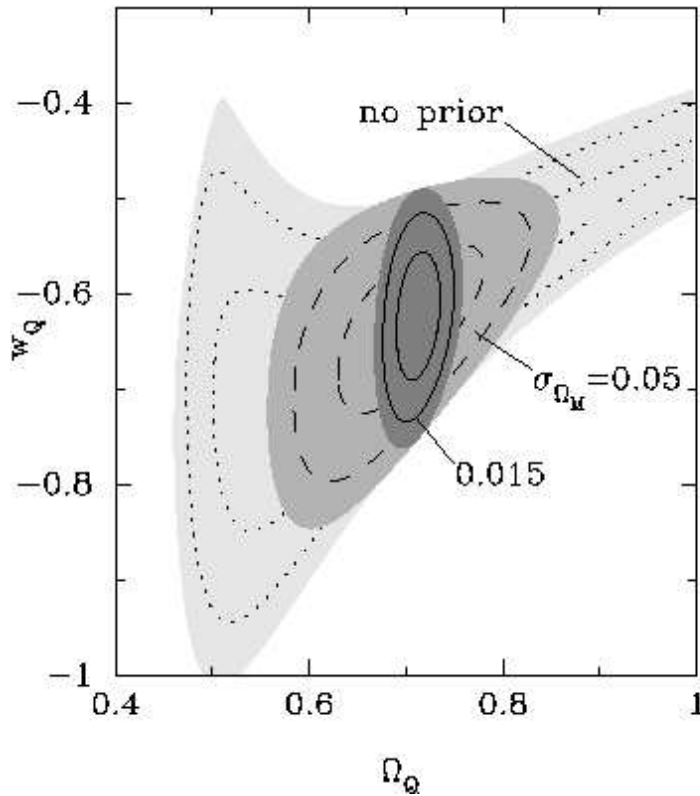


FIG. 6.14 – Contours de confiance dans le plan (Ω_Q, w_Q) , pour le modèle de quintessence avec $V(Q) \propto Q^{-2}$, en ayant simulé les données attendues avec le satellite SNAP. Les contours grisés indiquent les régions à 99 % de confiance, et les lignes les régions associées à 95 % et 68 % de confiance. La figure est extraite de Gerke & Efstathiou (2002).

On voit que ce modèle de quintessence semble encore une fois défavorisé par les contours que nous avons obtenus avec les données SNLS, présentés sur la figure 6.8.

6.6 Conclusion

Nous venons de présenter le diagramme de Hubble construit à l'aide de 44 SNe Ia proches, sélectionnées dans la littérature, et de 71 SNe Ia distantes issues du programme SNLS, ayant été mesurées dans au moins deux bandes spectrales. Nous avons pu vérifier que nous obtenions des conclusions similaires en utilisant les bandes (U, B) ou (B, V) , ce qui est impératif si l'on observe des objets à grand décalage spectral.

Nos résultats ont pu être combinés à ceux de Eisenstein et al. (2005), obtenus dans le cadre du SDSS avec la mesure du pic acoustique baryonique ; ces deux mesures sont par ailleurs très complémentaires. Les valeurs des paramètres cosmologiques obtenus sont compatibles avec les analyses précédentes (Knop et al. 2003 ; Riess et al. 2004).

La principale source d'erreur a été identifiée comme étant liée à la calibration, et notamment à la photométrie associée à la bande z' . L'observation d'étoiles standard de spectres connus permettra d'améliorer la calibration photométrique en z' , qui demande pour le moment d'extrapoler à partir des données dans les autres bandes spectrales.

Enfin, nous avons pu constater que nos données semblent exclure les modèles de défauts topologiques, pour l'énergie noire, mais également les modèles de quintessence dont la valeur de l'équation d'état aujourd'hui est supérieure à $w_Q \sim 0.8$, c'est-à-dire l'essentiel d'entre eux. Le modèle de constante cosmologique reste favorisé.

Nom	z	Bandes	m_B^*	s	col	Référence
1990af	0.050	BV	17.723 ± 0.006	0.737 ± 0.001	-0.001 ± 0.009	Hamuy et al. (1996a)
1990O	0.031	BV	16.196 ± 0.023	1.035 ± 0.033	0.017 ± 0.023	Hamuy et al. (1996a)
1992ae	0.075	BV	18.392 ± 0.037	0.939 ± 0.021	-0.023 ± 0.025	Hamuy et al. (1996a)
1992ag	0.026	BV	16.241 ± 0.021	1.030 ± 0.027	0.155 ± 0.018	Hamuy et al. (1996a)
1992aq	0.101	BV	19.299 ± 0.028	0.839 ± 0.032	-0.048 ± 0.020	Hamuy et al. (1996a)
1992bc	0.020	BV	15.086 ± 0.007	1.033 ± 0.007	-0.031 ± 0.008	Hamuy et al. (1996a)
1992bh	0.045	BV	17.592 ± 0.016	0.985 ± 0.016	0.095 ± 0.014	Hamuy et al. (1996a)
1992bl	0.043	BV	17.275 ± 0.033	0.784 ± 0.016	-0.014 ± 0.020	Hamuy et al. (1996a)
1992bo	0.018	BV	15.753 ± 0.012	0.739 ± 0.006	0.055 ± 0.011	Hamuy et al. (1996a)
1992bp	0.079	BV	18.281 ± 0.011	0.873 ± 0.014	-0.043 ± 0.012	Hamuy et al. (1996a)
1992br	0.088	BV	19.398 ± 0.073	0.650 ± 0.029	0.032 ± 0.037	Hamuy et al. (1996a)
1992bs	0.063	BV	18.177 ± 0.041	1.001 ± 0.018	-0.034 ± 0.019	Hamuy et al. (1996a)
1992P	0.026	BV	16.037 ± 0.018	1.139 ± 0.084	-0.005 ± 0.018	Hamuy et al. (1996a)
1993ag	0.050	BV	17.799 ± 0.014	0.915 ± 0.018	0.096 ± 0.017	Hamuy et al. (1996a)
1993B	0.071	BV	18.377 ± 0.054	0.988 ± 0.022	0.041 ± 0.026	Hamuy et al. (1996a)
1993H	0.025	BV	16.735 ± 0.017	0.699 ± 0.012	0.250 ± 0.015	Hamuy et al. (1996a)
1993O	0.053	BV	17.614 ± 0.011	0.901 ± 0.010	-0.014 ± 0.011	Hamuy et al. (1996a)
1994M	0.024	BV	16.205 ± 0.041	0.854 ± 0.019	0.040 ± 0.022	Riess et al. (1999)
1994S	0.016	BV	14.760 ± 0.017	1.018 ± 0.026	0.016 ± 0.017	Riess et al. (1999)
1995ac	0.049	BV	17.026 ± 0.009	1.042 ± 0.013	0.010 ± 0.010	Riess et al. (1999)
1995bd	0.016	BV	15.246 ± 0.009	0.992 ± 0.009	0.293 ± 0.008	Riess et al. (1999)
1996ab	0.125	BV	19.525 ± 0.027	0.957 ± 0.033	-0.074 ± 0.015	Riess et al. (1999)
1996bl	0.035	BV	16.611 ± 0.010	0.983 ± 0.015	0.037 ± 0.011	Riess et al. (1999)
1996bo	0.016	UBV	15.816 ± 0.006	0.881 ± 0.003	0.343 ± 0.007	Riess et al. (1999)
1996bv	0.017	BV	15.380 ± 0.019	0.989 ± 0.024	0.225 ± 0.009	Riess et al. (1999)
1996C	0.030	BV	16.636 ± 0.029	1.045 ± 0.111	0.122 ± 0.010	Riess et al. (1999)
1997dg	0.030	UBV	16.821 ± 0.014	0.917 ± 0.024	0.005 ± 0.010	Jha (2002)
1997Y	0.017	UBV	15.284 ± 0.020	0.916 ± 0.024	0.008 ± 0.014	Jha (2002)
1998ab	0.028	UBV	16.048 ± 0.010	0.938 ± 0.008	0.071 ± 0.007	Jha (2002)
1998dx	0.054	UBV	17.660 ± 0.055	0.733 ± 0.039	-0.028 ± 0.01	Jha (2002)
1998eg	0.024	UBV	16.089 ± 0.009	0.940 ± 0.029	0.036 ± 0.012	Jha (2002)
1998V	0.017	UBV	15.094 ± 0.011	0.909 ± 0.016	0.030 ± 0.006	Jha (2002)
1999aw	0.039	BV	16.732 ± 0.005	1.205 ± 0.008	0.044 ± 0.006	Strolger et al. (2002)
1999cc	0.032	UBV	16.791 ± 0.009	0.840 ± 0.013	0.043 ± 0.010	Jha (2002)
1999ek	0.018	UBV	15.584 ± 0.004	0.892 ± 0.007	0.153 ± 0.005	Jha (2002)
1999gp	0.026	UBV	16.005 ± 0.004	1.104 ± 0.007	0.083 ± 0.004	Jha (2002)
2000ca	0.025	UBV	15.510 ± 0.007	1.006 ± 0.013	-0.066 ± 0.006	Krisciunas et al. (2004a)
2000cf	0.036	UBV	17.091 ± 0.027	0.868 ± 0.024	0.054 ± 0.013	Jha (2002)
2000cn	0.023	UBV	16.544 ± 0.007	0.732 ± 0.006	0.190 ± 0.006	Jha (2002)
2000dk	0.016	UBV	15.323 ± 0.005	0.724 ± 0.006	0.052 ± 0.005	Jha (2002)
2000fa	0.022	UBV	15.832 ± 0.014	0.953 ± 0.010	0.081 ± 0.009	Jha (2002)
2001ba	0.031	BV	16.182 ± 0.006	1.000 ± 0.011	-0.043 ± 0.008	Krisciunas et al. (2004a)
2001cn	0.015	UBV	15.271 ± 0.013	0.911 ± 0.012	0.208 ± 0.007	Krisciunas et al. (2004b)
2001cz	0.017	UBV	15.035 ± 0.006	1.004 ± 0.010	0.120 ± 0.007	Krisciunas et al. (2004b)

TAB. 6.5 – Tableau récapitulatif des SN Ia proches utilisées.

Nom	z	Bandes	m_B^*	s	col
03D1au	0.504	riz	22.978 ± 0.010	1.124 ± 0.019	0.030 ± 0.018
03D1aw	0.582	riz	23.599 ± 0.020	1.002 ± 0.024	0.018 ± 0.030
03D1ax	0.496	riz	22.957 ± 0.011	0.899 ± 0.010	-0.044 ± 0.021
03D1bp	0.346	riz	22.465 ± 0.014	0.880 ± 0.007	0.143 ± 0.017
03D1cm	0.870	griz	24.469 ± 0.066	1.173 ± 0.061	-0.035 ± 0.143
03D1co	0.679	griz	24.094 ± 0.033	0.975 ± 0.032	-0.021 ± 0.047
03D1ew	0.868	griz	24.359 ± 0.078	1.028 ± 0.040	-0.102 ± 0.169
03D1fc	0.331	griz	21.800 ± 0.005	0.937 ± 0.005	0.042 ± 0.004
03D1fl	0.688	griz	23.629 ± 0.015	0.999 ± 0.024	-0.070 ± 0.021
03D1fq	0.800	griz	24.519 ± 0.030	0.806 ± 0.052	0.027 ± 0.030
03D1gt	0.548	griz	24.119 ± 0.048	0.856 ± 0.042	0.244 ± 0.050
03D3af	0.532	gri	23.470 ± 0.027	0.907 ± 0.023	0.029 ± 0.031
03D3aw	0.449	griz	22.552 ± 0.016	0.955 ± 0.013	-0.048 ± 0.019
03D3ay	0.371	griz	22.201 ± 0.016	0.968 ± 0.010	-0.018 ± 0.014
03D3ba	0.291	griz	22.049 ± 0.034	1.036 ± 0.021	0.263 ± 0.015
03D3bb	0.244	griz	20.447 ± 0.005	1.091 ± 0.004	0.089 ± 0.004
03D3bh	0.249	griz	21.132 ± 0.018	0.993 ± 0.008	-0.090 ± 0.013
03D3cc	0.463	gri	22.558 ± 0.111	1.074 ± 0.031	-0.070 ± 0.050
03D3cd	0.461	gri	22.562 ± 0.017	1.131 ± 0.034	0.025 ± 0.011
03D4ag	0.285	griz	21.237 ± 0.005	1.059 ± 0.005	-0.061 ± 0.004
03D4at	0.633	griz	23.746 ± 0.020	0.989 ± 0.029	-0.060 ± 0.030
03D4au	0.468	griz	23.856 ± 0.020	1.000 ± 0.030	0.291 ± 0.034
03D4bc	0.572	griz	24.603 ± 0.063	0.790 ± 0.053	0.081 ± 0.081
03D4cj	0.270	griz	20.986 ± 0.003	0.978 ± 0.002	-0.072 ± 0.002
03D4cn	0.818	griz	24.652 ± 0.051	0.743 ± 0.059	0.023 ± 0.158
03D4cx	0.949	griz	24.504 ± 0.083	0.882 ± 0.019	0.080 ± 0.124
03D4cy	0.927	griz	24.718 ± 0.109	1.031 ± 0.052	-0.305 ± 0.174
03D4cz	0.695	griz	24.019 ± 0.036	0.729 ± 0.024	-0.069 ± 0.043
03D4dh	0.627	griz	23.389 ± 0.011	1.061 ± 0.013	0.028 ± 0.016
03D4di	0.905	griz	24.288 ± 0.068	1.103 ± 0.041	0.029 ± 0.120
03D4dy	0.604	griz	23.313 ± 0.010	1.056 ± 0.001	0.122 ± 0.015
03D4fd	0.791	griz	24.212 ± 0.025	0.919 ± 0.033	0.028 ± 0.044
03D4gf	0.581	griz	23.351 ± 0.013	1.009 ± 0.026	-0.056 ± 0.024
03D4gg	0.592	griz	23.403 ± 0.024	0.966 ± 0.049	0.062 ± 0.035
03D4gl	0.571	griz	23.269 ± 0.026	0.957 ± 0.033	0.030 ± 0.028
04D1ag	0.557	griz	23.003 ± 0.011	0.944 ± 0.013	-0.182 ± 0.017
04D1aj	0.721	griz	23.901 ± 0.030	1.074 ± 0.067	0.072 ± 0.038
04D1ak	0.526	griz	23.631 ± 0.028	0.824 ± 0.021	0.018 ± 0.033
04D2cf	0.369	griz	22.340 ± 0.007	0.895 ± 0.003	0.002 ± 0.010
04D2fp	0.415	griz	22.528 ± 0.010	0.964 ± 0.010	0.006 ± 0.015
04D2fs	0.357	griz	22.422 ± 0.008	0.942 ± 0.009	0.128 ± 0.008
04D2gb	0.430	griz	22.796 ± 0.018	0.777 ± 0.013	-0.008 ± 0.025
04D2gc	0.521	griz	23.321 ± 0.014	1.065 ± 0.024	0.185 ± 0.022
04D2gp	0.707	griz	24.151 ± 0.047	0.801 ± 0.002	-0.052 ± 0.060
04D2iu	0.691	griz	24.258 ± 0.048	0.800 ± 0.035	0.074 ± 0.056
04D2ja	0.741	griz	24.098 ± 0.045	0.945 ± 0.036	-0.067 ± 0.043
04D3co	0.620	griz	23.781 ± 0.022	0.895 ± 0.017	-0.064 ± 0.030
04D3cp	0.830	griz	24.235 ± 0.063	1.110 ± 0.035	-0.448 ± 0.180
04D3cy	0.643	griz	23.798 ± 0.021	0.963 ± 0.016	0.017 ± 0.029
04D3dd	1.010	griz	25.120 ± 0.192	1.088 ± 0.074	-0.071 ± 0.205
04D3df	0.470	griz	23.465 ± 0.010	0.730 ± 0.010	0.060 ± 0.017
04D3do	0.610	griz	23.574 ± 0.014	0.862 ± 0.013	-0.079 ± 0.019
04D3ez	0.263	griz	21.678 ± 0.004	0.895 ± 0.006	0.091 ± 0.003
04D3fk	0.358	griz	22.532 ± 0.005	0.913 ± 0.005	0.149 ± 0.006
04D3fq	0.730	griz	24.128 ± 0.026	0.900 ± 0.014	-0.002 ± 0.037
04D3gt	0.451	griz	23.235 ± 0.010	0.953 ± 0.010	0.276 ± 0.016
04D3gx	0.910	griz	24.708 ± 0.094	0.952 ± 0.047	-0.202 ± 0.163
04D3hn	0.552	griz	23.475 ± 0.011	0.898 ± 0.011	0.106 ± 0.017
04D3is	0.710	griz	24.256 ± 0.027	0.972 ± 0.002	0.220 ± 0.038
04D3ki	0.930	griz	24.871 ± 0.126	0.901 ± 0.039	-0.256 ± 0.194
04D3kr	0.337	griz	21.967 ± 0.003	1.064 ± 0.004	0.072 ± 0.003
04D3ks	0.752	griz	23.882 ± 0.035	1.013 ± 0.037	0.026 ± 0.043
04D3lp	0.983	griz	24.925 ± 0.168	0.831 ± 0.049	0.022 ± 0.211

TAB. 6.6 – Tableau récapitulatif des SN Ia issues de SNLS utilisées.

Nom	z	Bandes	s	col	m_B^*
04D3lu	0.822	griz	24.342 ± 0.040	0.950 ± 0.028	0.019 ± 0.116
04D3ml	0.950	griz	24.552 ± 0.082	1.182 ± 0.015	0.117 ± 0.122
04D3nc	0.817	griz	24.271 ± 0.048	1.111 ± 0.064	0.062 ± 0.140
04D3nh	0.340	griz	22.137 ± 0.004	1.011 ± 0.006	0.089 ± 0.004
04D3nr	0.960	griz	24.542 ± 0.075	0.922 ± 0.045	0.070 ± 0.110
04D3ny	0.810	griz	24.272 ± 0.050	1.005 ± 0.084	-0.065 ± 0.152
04D3oe	0.756	griz	24.069 ± 0.026	0.783 ± 0.028	-0.259 ± 0.033
04D4an	0.613	griz	24.022 ± 0.023	0.823 ± 0.025	0.064 ± 0.025
04D4bk	0.840	griz	24.314 ± 0.037	1.050 ± 0.051	0.142 ± 0.098
04D4bq	0.550	griz	23.362 ± 0.020	0.995 ± 0.029	0.112 ± 0.027
04D4dm	0.811	griz	24.390 ± 0.044	1.000 ± 0.057	-0.161 ± 0.150
04D4dw	0.961	griz	24.566 ± 0.093	0.962 ± 0.058	-0.117 ± 0.138

suite.

Conclusion

Le projet SNLS, débuté au printemps 2003, s'est donné pour but de découvrir et d'étudier plusieurs centaines de supernovæ de type Ia à grands décalages spectraux, sur une période de cinq ans. Les SNe Ia constituent, comme nous l'avons vu, les indicateurs de distance les plus précis à ce jour. L'importance des moyens mis en jeu confirme l'intérêt porté à ces objets. Un grand nombre de candidats est découvert et suivi photométriquement, de manière simultanée grâce à l'observation répétée des mêmes champs à l'aide de la caméra MegaCam. En moyenne, une dizaine de SNe Ia par lunaison sont actuellement confirmées spectroscopiquement, laissant supposer que plus de 600 SNe Ia seront disponibles à la fin du projet. Les données photométriques sont, de plus, d'excellente qualité, avec des courbes de lumière très bien échantillonnées (points photométriques tous les 3-4 jours observateurs). Le nombre de SNe Ia identifiées (176 jusqu'à mai 2005) constitue à ce jour le plus grand échantillon de SNe Ia à grands décalages vers le rouge obtenu à l'aide d'un seul télescope.

Un modèle de courbe de lumière, décrivant les relations entre le facteur d'étirement, la forme de la courbe de lumière et la couleur, a été implémenté afin d'estimer le flux de la supernova dans son référentiel pour une gamme étendue en longueur d'onde allant du U (3450 Å) au R (6500 Å). Ce modèle présente l'avantage d'incorporer directement les corrections-K, qui ne sont ainsi pas appliquées aux données. Il est donc possible d'estimer le flux de la supernova dans n'importe quelle bande spectrale.

Des améliorations de ce modèle sont possibles, comme par exemple la recherche d'un troisième paramètre pour décrire les courbes de lumière des SNe Ia, au moyen d'une analyse en composantes principales. Il peut d'ailleurs être intéressant de voir si un paramètre spectral peut intervenir dans cette description ; cela permettrait en effet de relier la photométrie et la spectroscopie.

Nous avons ensuite pu construire un estimateur de distance, linéaire, à l'aide des paramètres issus de l'ajustement des courbes de lumière. Nous n'avons fait aucune hypothèse quant à l'interprétation des variations de couleur. Il peut s'agir à la fois d'un rougissement et d'un effet additionnel de couleur intrinsèque de la supernova. Nous avons ensuite vérifié que nos résultats sont compatibles en utilisant, de manière indépendante, les données dans les bandes au repos (U, B) d'une part, et (B, V) d'autre part. Cette condition s'avère cruciale dès que l'on observe des supernovæ à grands décalages vers le rouge, où l'utilisation de la bande U devient nécessaire. La résolution en distance que nous obtenons se révèle comparable (voire meilleure) à d'autres estimateurs de distance, élaborés à partir de méthodes différentes utilisant les SNe Ia.

Finalement, nous avons construit le diagramme de Hubble à partir de 44 SNe Ia proches provenant de la littérature et de 71 SNe Ia lointaines découvertes dans le cadre de SNLS, allant jusqu'à un décalage vers le rouge de 1.01. La principale source d'erreur systématique a été identifiée comme étant celle liée à la calibration photométrique, notamment dans la bande z' . Une amélioration est possible en observant, à l'aide de MegaCam, des étoiles standard de spectres connus, dans cette bande spectrale. Il peut être envisageable également de mettre en place un système de calibration basé sur la mesure de flux physiques d'objets (à l'exemple du système AB), plutôt que sur les magnitudes qui demandent l'utilisation du

spectre de Véga.

Nos résultats ont ensuite pu être combinés à ceux obtenus avec les mesures du pic acoustique baryonique, dans le cadre du SDSS. Nous trouvons alors, sous l'hypothèse d'un univers plat et d'une équation d'état constante pour l'énergie noire :

$$\begin{aligned}\Omega_M &= 0.271 \pm 0.021 (stat.) \pm 0.007 (syst.) \\ w &= -1.02 \pm 0.09 (stat.) \pm 0.054 (syst.).\end{aligned}$$

Ces résultats se trouvent être en accord avec les résultats précédents sur les mesures de distance à l'aide de SNe Ia. Ils sont également compatibles avec d'autres approches complémentaires telles que les mesures sur le CMB. La très bonne précision obtenue sur la mesure de l'équation d'état w , semble favoriser le modèle de constante cosmologique pour l'énergie noire. De fortes contraintes quant à la nature de cette énergie noire sont attendues grâce à l'observation de plusieurs milliers de SNe Ia par le satellite SNAP. Concernant un futur proche, pour le projet SNLS, il sera possible de mesurer le taux de SNe Ia distantes afin de nous permettre de mieux comprendre l'évolution physique de ce type d'objets ainsi que leur environnement. Des informations complémentaires, concernant les problèmes d'absorption liés à la nature des poussières, pourront être obtenues grâce à l'augmentation du nombre d'objets.

Annexes

Annexe A

Le système de magnitude

La *magnitude* est une échelle destinée à classer les astres en fonction de leur éclat. Hipparque, il y a plus de 2100 ans, avait classé les étoiles en cinq catégories, ou magnitude stellaire. Les étoiles les plus brillantes, c'est-à-dire celles apparaissant aussitôt après le coucher du Soleil, sont considérées comme des étoiles de première magnitude, tandis que les étoiles les moins brillantes, et encore visibles à l'œil nu, sont des étoiles de cinquième catégorie. Ainsi les étoiles les plus brillantes ont les magnitudes les plus faibles, le Soleil a par exemple une magnitude de -26,8. L'étoile prise comme référence, Véga, a quant à elle une magnitude nulle.

Vers 1856, N. Pogson quantifie cette relation : un degré de magnitude correspond à une différence d'éclat de 2.51 fois. Autrement dit, une étoile de troisième magnitude est 2.51 fois moins brillante qu'une étoile de deuxième magnitude.

Nous allons dans la suite définir le système de magnitude tel qu'il est utilisé pour rendre compte de mesures de flux.

A.1 Définition de la magnitude apparente

Les magnitudes correspondent à la perception par l'œil de la luminosité d'un astre. Or cette perception n'est pas linéaire, en effet nous ne sommes sensibles qu'aux différences relatives de luminosité entre les étoiles. Les magnitudes observées sont donc exprimées dans une échelle logarithmique.

La quantité mesurée est en fait un rapport de flux, on définit alors la *magnitude apparente* m d'un objet, de flux f , par :

$$m = -2.5 \log_{10}\left(\frac{f}{f_{ref}}\right), \quad (\text{A.1})$$

où f_{ref} est le flux d'une étoile de référence, mesuré dans la même bande passante que l'objet considéré. La magnitude de l'étoile de référence est nulle, il s'agit de l'origine de l'échelle des magnitudes.

On définit alors le *point zéro*, ZP , comme étant :

$$ZP = -2.5 \log_{10}(f_{ref}), \quad (\text{A.2})$$

ainsi :

$$m = -2.5 \log_{10}(f) + ZP. \quad (\text{A.3})$$

Les magnitudes *synthétiques* sont obtenues en utilisant les transmissions des filtres équipant l'instrument et le spectre de l'objet considéré. Le flux d'un objet est obtenu en intégrant son spectre dans une bande passante donnée. Cette bande passante doit prendre en compte l'ensemble des transmissions du

système atmosphère+instrument. Nous appellerons $T(\lambda)$ la fonction de réponse instrumentale du système télescope+fi ltre+CCD.

Elle est définie comme :

$$T(\lambda) = A \times R \times T_r \times QE(\lambda) \times G, \quad (\text{A.4})$$

où les différentes quantités sont :

- A la surface de collection en cm^{-2} ,
- R la réflectivité du miroir, sans dimension,
- T_r la transmission du fi ltre, donnée par le constructeur, sans dimension,
- $QE(\lambda)$ l'efficacité quantique en η/γ ,
- G le gain en ADU/γ_e , où l' ADU (*Analogic to Digital Unit*) est le nombre d'unités logiques.

La fonction de réponse est donc exprimée en $ADU \cdot \gamma^{-1}$.

Le spectre de l'objet peut être exprimé en nombre de photons ou en énergie. C'est ce dernier cas qui est utilisé dans nos simulations. Nous exprimons donc le flux de la source en énergie par unité de longueur d'onde, de temps et de surface.

Ainsi, afin d'être cohérent au niveau des dimensions, il faut multiplier la fonction de réponse par le terme $\frac{\lambda}{hc}$, pour que celle-ci soit exprimée en $ADU \cdot \text{erg}^{-1}$

Finalement la magnitude s'écrit :

$$m = -2.5 \log_{10} \int d\lambda T(\lambda) T_{atm}(\lambda) \frac{\lambda}{hc} S(\lambda) + ZP. \quad (\text{A.5})$$

où $S(\lambda)$ est le spectre en énergie de l'objet considéré, et $T_{atm}(\lambda)$ la transmission atmosphérique qui varie au cours de la nuit. Mentionnons qu'il faut être prudent avec les fonctions de réponse des filtres utilisés. Celles-ci peuvent être exprimées soit en $ADU \cdot \gamma^{-1}$ soit en $ADU \cdot \text{erg}^{-1}$ suivant les auteurs.

A.2 Deux systèmes de magnitude

Il existe deux systèmes de magnitude : le système Véra et le système AB .

Le système Véra. L'étoile de référence est ici Véra (α Lyr). Par définition, la magnitude de Véra doit être nulle dans tous les filtres. Mais ce n'est cependant pas rigoureusement exact. Il faut apporter des corrections à la magnitude de Véra dans les filtres standard $UBVRI$. Ces corrections sont les suivantes : $V = 0.03$, $B - V = 0.0$, $U - B = -0.01$ (Johnson & Morgan (1953)), $V - R = 0.0$ et $R - I = 0.006$ (Taylor (1986)). Le spectre de Véra utilisé est celui donné par Hayes et al. (1985) et, plus récemment par Bohlin & Gilliland (2004). Ce dernier a été mesuré grâce au *Hubble Space Telescope*, HST, et se trouve être en excellent accord avec celui de Hayes et al. (1985) (différences de l'ordre de 1 %).

Le système AB . Ce système de magnitude a été introduit par Oke & Gunn (1983), puis amélioré par Fukugita et al. (1996), dans le cadre du SDSS. Il présente l'avantage de relier directement la magnitude à des unités physiques, contrairement au système Véra.

Il est défini de la manière suivante :

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} \frac{\int d(\log \nu) f_\nu T_\nu}{\int d(\log \nu) T_\nu} - 48.60, \quad (\text{A.6})$$

où f_ν est le flux de l'objet par unité de fréquence, exprimé en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ et T_ν la transmission du filtre utilisé. La constante est choisie de manière à ce que la magnitude $AB = V$ pour un objet dont le spectre est plat, en fréquence. Ainsi un objet ayant une distribution d'énergie plate

($f_\nu = \text{cste}$), a la même magnitude dans toutes les bandes spectrales, et des couleurs nulles. Quatre étoiles naines de type F sont prises pour définir les magnitudes standard de ce système.

A.3 En pratique ...

D'un point de vue pratique, des étoiles standard sont observées chaque nuit afin de déterminer la magnitude des étoiles présentes sur les images de science (voir la partie calibration du chapitre 5).

Des catalogues d'étoiles standard sont disponibles pour les deux systèmes de magnitude :

- les catalogues de Landolt (1983) et Landolt (1992) utilisant les filtres standard $UBVRI$ de Johnson-Cousins, et basé sur le système de magnitude Véga ;
- le catalogue de Smith (2002) utilisant les filtres $ug'r'i'z'$ et basé sur le système de magnitude AB , dans le cadre du SDSS.

Afin de pouvoir comparer les magnitudes entre elles, on doit les exprimer dans un système de filtres standard : le système $UBVRI$ utilisé par Landolt. Il faut donc déterminer correctement les fonctions de transmission qui décrivent les bandes passantes des filtres effectifs utilisés par Landolt, dès lors que l'on veut faire de la modélisation, comme c'est notre cas.

Les fonctions de transmissions décrites par Bessell (1990) sont couramment utilisées pour décrire le système de Landolt. Sa description n'est cependant pas parfaitement exacte. Néanmoins, des mesures spectrophotométriques d'objets observés par Landolt (1992) ont été réalisées par Hamuy et al. (1992) et Hamuy et al. (1994). On peut alors comparer les magnitudes synthétiques, obtenues avec les fonctions de réponse de Bessell (1990), avec les magnitudes issues des observations de Landolt, pour les mêmes objets. On constate alors qu'il est nécessaire de déplacer, vers le bleu, les filtres $BVRI$ de Bessell de 41, 27, 21 et 25 Å respectivement, afin de supprimer les termes de couleur présents entre ces magnitudes synthétiques et observées. L'incertitude sur la longueur d'onde centrale des filtres de Bessell décalés est de 10 à 15 Å, correspondant à une précision de l'ordre de 1 % sur les termes de couleur.

Si l'on utilise un système de filtres différents du système standard, il faut pouvoir déterminer précisément les équations de transformation permettant de passer d'un système à un autre. Il faut, par exemple, pour pouvoir passer des magnitudes de Smith (2002) aux magnitudes de Landolt. Cependant des erreurs subsistent dans ces transformations. L'origine de ces erreurs vient probablement de l'incompatibilité entre les calibrateurs primaires du SDSS et Véga (Fukugita et al. 1996), qu'il faudrait pouvoir observer avec le même instrument, bien que cela soit très difficile.

C'est pourquoi, bien que les filtres MegaCam se trouvent être plus proches de ceux du SDSS, nous choisissons d'utiliser directement le catalogue de Landolt pour calibrer nos étoiles. Ce catalogue a de plus été utilisé pour calibrer les supernovæ proches, ce qui nous évite d'ajouter des erreurs systématiques lorsque l'on compare ces supernovæ aux supernovæ lointaines, pour les mesures de distances.

La mesure de distances permet de construire le diagramme de Hubble, qui représente l'évolution de la magnitude avec le décalage vers le rouge. Il s'agit en fait de déterminer la magnitude dans une même bande (filtre) du référentiel de la supernova, à tous les décalages vers le rouge. On choisit en général d'estimer la magnitude en B dans le référentiel au repos, car cela correspond à la région où il y a le plus de lumière. Cette magnitude est déterminée à partir des magnitudes mesurées avec les filtres d'observation. Un modèle de spectre de SNe Ia, à un décalage vers le rouge donné, est alors intégré dans les bandes passantes instrumentales, puis cette quantité est divisée par le spectre d'une étoile de référence (Véga dans notre cas) intégré dans les mêmes bandes spectrales. On voit donc qu'il est crucial de connaître précisément le spectre de l'étoile de référence qui définit le système de magnitude.

A.4 Flux, magnitude et distance

L'évolution de la magnitude en fonction du décalage spectral z , représentée par le diagramme de Hubble, permet de contraindre les paramètres cosmologiques tels que Ω_M et Ω_Λ . Cette relation est obtenue par l'intermédiaire de la distance de luminosité, définie au chapitre 1.

En effet, le flux f de l'objet, qui intervient dans la définition de la magnitude apparente (cf. équation A.1), est relié à la distance de luminosité $d_L(z)$ par :

$$f \equiv \frac{\mathcal{L}}{4\pi d_L^2}. \quad (\text{A.7})$$

Cette relation est déterminée au facteur de luminosité \mathcal{L} près, pour des objets dont la luminosité est reproductible comme les SNe Ia. C'est pourquoi en pratique, on compare les flux de SNe Ia proches et lointains, mesurés dans une même bande spectrale, du référentiel de la supernova en général.

Le flux d'une supernova, à un décalage vers le rouge z , dans un filtre, de transmission T^* , dans son référentiel s'obtient à partir de la magnitude $m(T_{obs})$ mesurée dans un filtre observateur de transmission T_{obs} :

$$f(z, T^*) = 10^{-0.4 (m(T_{obs}) - m_{ref}(T_{obs}))} \times \frac{\int \phi_{SN}(\lambda) T^*(\lambda) d\lambda}{\int \phi_{SN} T_{obs}(\lambda(1+z)) d\lambda} \int \phi_{ref}(\lambda) T_{obs}(\lambda) d\lambda, \quad (\text{A.8})$$

où m_{ref} est la magnitude d'une étoile de référence, utilisée comme calibrateur, dont le spectre est ϕ_{ref} ; ϕ_{SN} est le spectre de la supernova. Dans cette expression, les seules quantités mesurées sont $m(T_{obs})$ et $m_{ref}(T_{obs})$. Il n'est pas toujours possible d'observer l'étoile de référence directement avec l'instrument utilisé, comme c'est le cas pour Véga. Dans ce cas, on utilise le spectre et la magnitude donnés dans la littérature. On peut constater également d'après la forme de l'équation A.8 que les normalisations de ϕ_{SN} et de T_{obs} n'importent pas.

Ainsi, en comparant les flux d'objets à des décalages vers le rouge différents, on a :

$$\begin{aligned} \frac{f(z_1, T^*)}{f(z_2, T^*)} &= 10^{-0.4 [m(T_{obs_1}) - m(T_{obs_2}) - (m_{ref}(T_{obs_1}) - m_{ref}(T_{obs_2}))]} \\ &\times \frac{\int \phi_{ref}(\lambda) T_{obs_1}(\lambda) d\lambda}{\int \phi_{ref}(\lambda) T_{obs_2}(\lambda) d\lambda} \times \frac{\int \phi_{SN_2}(\lambda) T_{obs_2}(\lambda(1+z_2)) d\lambda}{\int \phi_{SN_1}(\lambda) T_{obs_1}(\lambda(1+z_1)) d\lambda} \times \frac{\int \phi_{SN_1}(\lambda) T^*(\lambda) d\lambda}{\int \phi_{SN_2}(\lambda) T^*(\lambda) d\lambda}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

On voit ici que les normalisations de ϕ_{ref} et T^* n'importent pas, elles sont en effet identiques pour les deux objets considérés. En revanche le spectre et la couleur ($m_{ref}(T_{obs_1}) - m_{ref}(T_{obs_2})$) de l'étoile de référence sont importants au premier ordre, de même que les longueurs d'onde centrales des filtres observateurs et bien sûr les magnitudes des supernovæ.

Il est courant d'utiliser la *magnitude absolue* définie comme étant la magnitude apparente d'un objet s'il était situé à 10 pc¹. La magnitude apparente m peut alors s'écrire :

$$m(z) = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi(10 \text{ pc})^2} \right) + 5 \log_{10} \left(\frac{d_L(z)}{10 \text{ pc}} \right) = M + 5 \log_{10} \left(\frac{d_L(z)}{1 \text{ Mpc}} \right) + 25, \quad (\text{A.10})$$

On appelle *module de distance* la quantité $\mu(z)$ définie par :

$$\mu(z) \equiv m(z) - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L(z)}{1 \text{ Mpc}} \right) + 25. \quad (\text{A.11})$$

¹ Le parsec, pc, est une unité de longueur définie comme étant la distance à laquelle le rayon moyen de l'orbite terrestre est vu sous un angle d'une seconde. Cela correspond à $\sim 3,26$ années lumière.

En utilisant l'expression simplifiée de la distance de luminosité introduite dans l'équation 1.67 et rappelée ici :

$$d_L(z, H_0, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0}) = \frac{c}{H_0} \mathcal{D}(z, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0}), \quad (\text{A.12})$$

on a :

$$m(z) = M + 25 - 5 \log_{10}(H_0) + 5 \log_{10}(c) + 5 \log_{10}(\mathcal{D}(z, \Omega_{M_0}, \Omega_{\Lambda_0})). \quad (\text{A.13})$$

Dans le cas des faibles décalages spectraux ($z \ll 1$), l'influence des paramètres cosmologiques est négligeable. En utilisant l'équation 1.60, la relation $m(z)$ se simplifie :

$$m(z) = M + 25 - 5 \log_{10}(H_0) + 5 \log_{10}(cz). \quad (\text{A.14})$$

Il est donc possible de contraindre la constante de Hubble H_0 à l'aide d'objets proches de magnitude absolue connue, et ce indépendamment des paramètres $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$.

Annexe B

Analyse en composantes principales

Nous présentons dans cette annexe une étude de spectres de SNe Ia réalisée à l'aide d'une analyse en composantes principales (PCA). La PCA est une méthode couramment utilisée dans de nombreuses applications astronomiques dans le but, par exemple, de classifier des objets stellaires (Cabanac et al. 2002) ou des galaxies (Connolly et al. 1995). Cette méthode a également été utilisée par Madgwick et al. (2003) pour détecter spectroscopiquement des supernovæ parmi la quantité importante de spectres des galaxies observées dans le cadre du SDSS. Pour une description détaillée de l'analyse en composantes principales on pourra se référer aux livres de Jolliffe (1986) ou Murtagh & Heck (1987).

B.1 Objectif

Actuellement la méthode employée dans SNLS, et décrite dans Saiton (2004), pour l'identification des spectres de SNe Ia consiste à comparer le spectre de l'objet observé à une base de données constituée de spectres (publics) de supernovæ de différents types, y compris des SNe Ia particulières. En plus du fait de déterminer le type de l'objet, cette comparaison permet également d'estimer l'âge de la supernova ; la base de données rassemble en effet des spectres pris à plusieurs époques. Une fois qu'un spectre a été identifié (type, âge, ...) celui-ci est rajouté à la base de données.

Les spectres doivent être de bonne qualité et avoir une couverture temporelle suffisante afin de déterminer précisément l'âge de la supernova. La figure B.1 indique la distribution de l'âge des spectres constituant la base de données. Nous pouvons constater que nous disposons de très peu de spectres de SNe Ib/c ou de SNe II, mais cela n'a pas grande importance étant donné que très peu de ces objets sont observés du fait de la limitation en flux des campagnes d'observation. Il pourrait être cependant souhaitable d'avoir plus de spectres de SNe Ic car ceux-ci peuvent être confondus avec ceux des SNe Ia.

Nous voulons essayer de synthétiser ici des spectres de SNe Ia à l'aide d'un nombre réduit de paramètres, en utilisant les spectres disponibles dans le domaine public, au moyen d'une analyse en composantes principales. Il sera possible, par exemple, d'identifier si le spectre de l'objet correspond ou non à celui d'une SN Ia, en fonction des valeurs des coefficients obtenus lors de la PCA, dont le principe est présenté ci-dessous. Les coefficients pourront également donner accès à des quantités physiques (phase, rapport de raies, ...) si des corrélations sont observées.

Nous verrons cependant que les données publiques ne sont pas d'une qualité suffisante, et en nombre suffisant, pour m'avoir permis de mener cette étude à terme. Cependant quelques résultats ont pu être trouvés, encourageant à poursuivre une étude plus approfondie avec un futur lot de données plus complet.

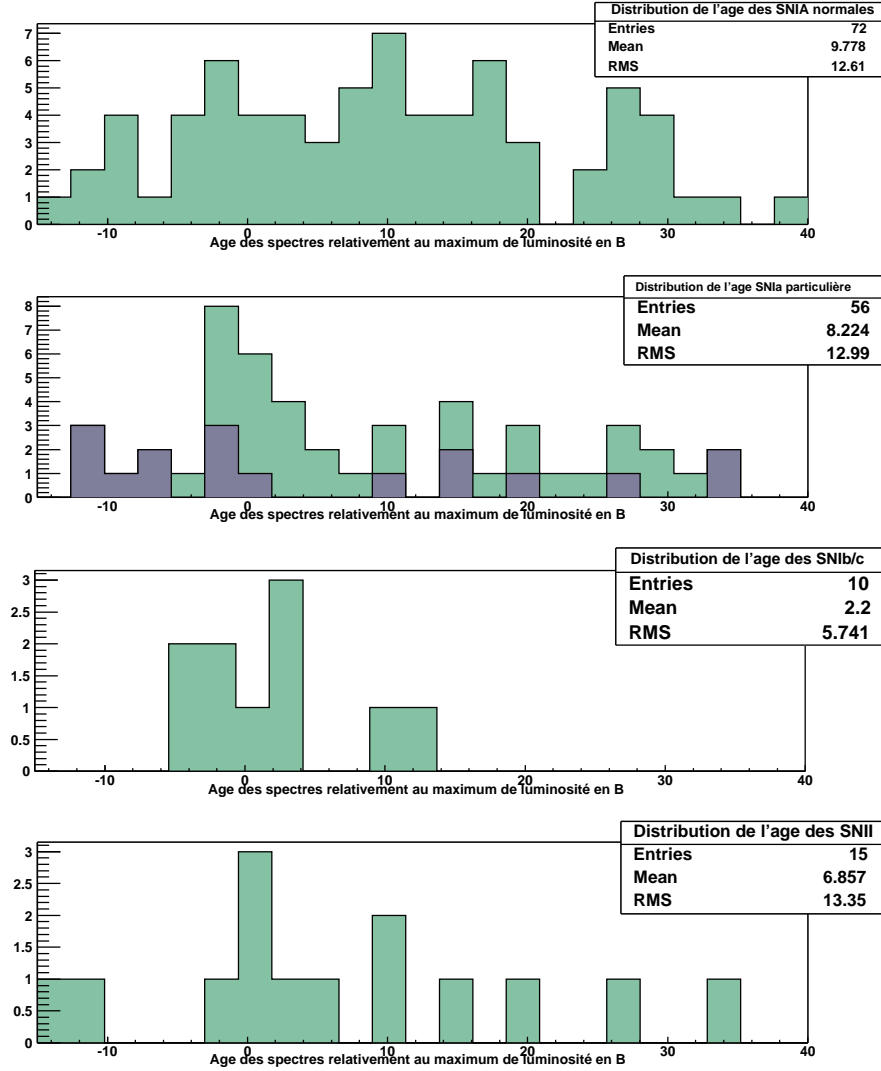


FIG. B.1 – Distribution de l'âge des spectres de SNe constituant la base de données utilisée pour l'identification du spectre d'un objet. La couleur bleue (foncé) dans le deuxième histogramme représente les SNe sur-lumineuses et la couleur verte les SNe sous-lumineuses. On constate que nous disposons de très peu de spectres d'objets de type "non Ia". La figure est tirée de Sainton (2004).

B.2 Principe

Le spectre d'une supernova est représenté par une fonction qui dépend de la longueur d'onde et de la phase¹. On souhaite construire un modèle de spectre $\phi(\lambda, t)$ à partir des données publiques, prises dans la littérature et dans la base de données SUSPECT². Ce modèle doit rendre compte de la variabilité

¹On définit la phase t comme : $t = t_{obs} - t_{max}$ où t_{obs} et t_{max} représentent, respectivement, la date d'observation et la date du maximum de luminosité dans la bande B .

²<http://bruford.nhn.ou.edu/~suspect/>

observée chez les SNe Ia, et évoquée au chapitre 2. On choisit de l'exprimer sous la forme :

$$\phi(\lambda, t) = \sum_{i=0}^N a_i(t) V_i(\lambda), \quad (\text{B.1})$$

où les $V_i(\lambda)$ constituent une base de N spectres sur laquelle on projette le spectre d'une supernova donnée, et les $a_i(t)$ représentent les coefficients de projection. Nous devons donc déterminer une base \mathcal{B} sur laquelle cette projection est maximale ; c'est le principe de l'analyse en composantes principales.

Nom	Phase
1989B	0
1990M	34
1990N	2
1991M	3, 28
1991S	15
1994D	-11, -10, -8, -5, -4, -2, 2, 4, 11, 12, 13, 15, 17, 19, 24
1994M	36
1994Q	10, 41
1994S	22
1996X	-2, 0, 1, 7, 22, 24, 31
1998bu	10
1999ee	-11, -9, -4, -2, 0, 5, 9, 14, 17, 20, 25, 30, 39

TAB. B.1 – Lot de spectres utilisés pour construire la base \mathcal{B} .

Parmi l'ensemble de spectres disponibles, je choisis ceux pour lesquels la phase est comprise entre -11 jours et +45 jours, et dont la couverture en longueur d'onde s'étend de 3770 Å à 7000 Å, pour éviter d'aller trop loin dans l'infrarouge ou l'ultraviolet. Nous disposons au final de 46 spectres, à différentes phases, qui sont présentés dans le tableau B.1.

La base \mathcal{B} , qui permet de minimiser les résidus entre les spectres réels et le modèle, et donc de maximiser la projection, est constituée des vecteurs propres V_i de la matrice M définie comme :

$$M = SS^T, \quad (\text{B.2})$$

où S est une matrice de dimension $k \times j$ avec k le nombre d'intervalles en longueur d'onde (324 dans notre cas) et j le nombre de spectres (46). La matrice M est donc de dimension $k \times k$, et de rang $\min(k, j)$. Cependant, afin de ne pas diagonaliser une matrice de cette taille, nous diagonalisons plutôt la matrice M' définie comme :

$$M' = S^T S, \quad (\text{B.3})$$

qui est donc de dimension $j \times j$. Notons qu'il existe une relation entre les vecteurs propres V'_i de la matrice M' et les vecteurs propres V_i de M . En effet, si :

$$\begin{aligned} M'V'_i &= \lambda V'_i \\ S^T S V'_i &= \lambda V'_i, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

alors :

$$\begin{aligned} (SS^T)(SV'_i) &= \lambda(SV'_i) \\ M(SV'_i) &= \lambda(SV'_i). \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Ainsi $SV'_i = V_i$ est vecteur propre de la matrice M . Les vecteurs propres V_i sont rangés par ordre de valeur propre décroissante, et sont normalisés. Nous disposons ainsi d'une base de 46 vecteurs normés et orthogonaux car M est symétrique. Les quatre premiers vecteurs de cette base sont illustrés sur la figure B.2.

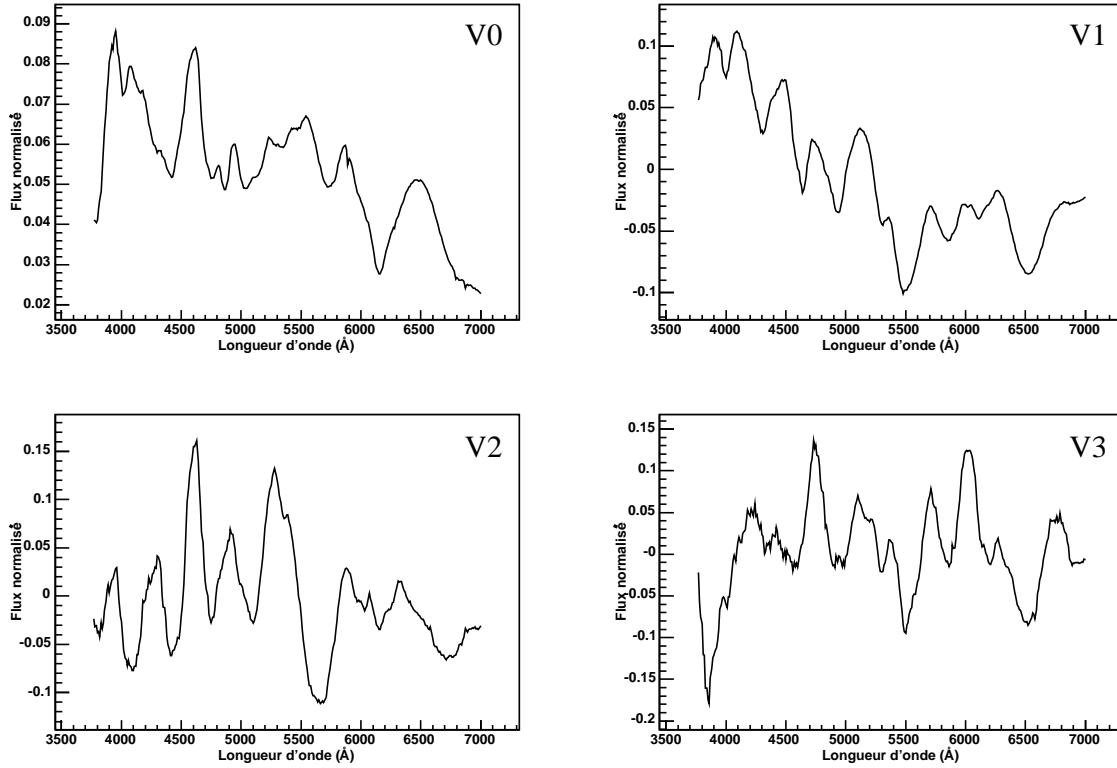


FIG. B.2 – Quatre premiers vecteurs propres (associés aux valeurs propres les plus grandes) constituant la base sur laquelle sont projetés les spectres.

Le premier vecteur de cette base correspond à la valeur propre la plus grande. C'est donc lui qui contient la majeure partie de l'information sur le spectre d'une SN Ia. Il est d'ailleurs très proche du spectre moyen de l'ensemble des spectres ayant servi à la construction de la base, qui est représenté sur la figure B.3.

B.3 Modèle

Nous disposons donc maintenant d'une base composée de 46 vecteurs orthonormés. Il n'est cependant pas nécessaire de conserver l'intégralité de ces vecteurs. En effet, seuls ceux associés aux valeurs propres les plus grandes amènent une information pertinente sur le spectre de la supernova. Nous choisissons le nombre de vecteurs propres de telle sorte que la moyenne des résidus au modèle pour l'ensemble des spectres entrant dans la construction de la base \mathcal{B} atteigne une certaine valeur. Le fait d'ajouter des vecteurs dans la base ne diminuera pas de manière sensible la valeur moyenne des résidus. Cela correspond finalement à une base composée de 13 vecteurs.

Le spectre $S(\lambda, t)$ d'une supernova donnée peut donc être modélisé par une fonction $\phi(\lambda, t)$ qui est

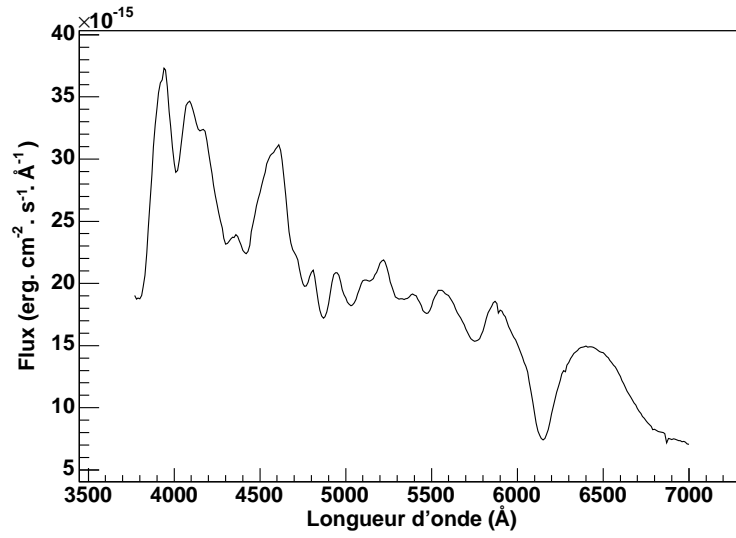


FIG. B.3 – Représentation du spectre moyen du lot de spectres utilisés. Il est très proche du premier vecteur de la base \mathcal{B} .

la projection de S sur l'ensemble des N vecteurs V_i de la base \mathcal{B} . On a ainsi :

$$\phi(\lambda, t) = \sum_{i=0}^N (S(\lambda, t) \cdot V_i(\lambda)) V_i(\lambda). \quad (\text{B.6})$$

Le terme $S(\lambda, t) \cdot V_i(\lambda) \equiv a_i(t)$ est le coefficient de projection et ne dépend que de la phase t .

Un exemple de modélisation obtenue sur un spectre faisant parti du lot initial ayant servi à construire la base \mathcal{B} , est présenté sur la figure B.4. La description est très bonne comme l'on pouvait s'y attendre. Par contre, la figure B.5 présente le résultat obtenu sur un spectre n'appartenant pas au lot de départ. On voit ici que le spectre est assez mal synthétisé. On peut noter qu'au premier ordre c'est la couleur (rapport de flux dans différentes bandes) qui est mal décrite.

Cela laisse supposer que la description en terme de longueur d'onde et de phase uniquement est trop simplifiée. Afin de décrire la variabilité des SNe Ia un autre paramètre doit donc intervenir dans la modélisation du spectre.

B.4 Recherche de corrélations

Nous essayons de voir si des corrélations existent entre les coefficients de projection et des paramètres physiques tels que la phase, les rapports de profondeur de raies comme $\mathcal{R}(\text{CaII})$ et $\mathcal{R}(\text{SiII})$ définis par Nugent et al. (1995) ou encore le paramètre de forme Δm_{15} (Phillips 1993).

B.4.1 Évolution des coefficients en fonction de la phase

Nous pouvons regarder l'évolution des coefficients de projection en fonction de la phase. Le lot de SNe Ia que nous avons utilisé jusqu'à présent ne couvre pas l'ensemble des phases comprises entre -11 jours et +40 jours. Aussi, pour voir la forme des relations $a_i(t)$ nous utilisons un patron de spectres,

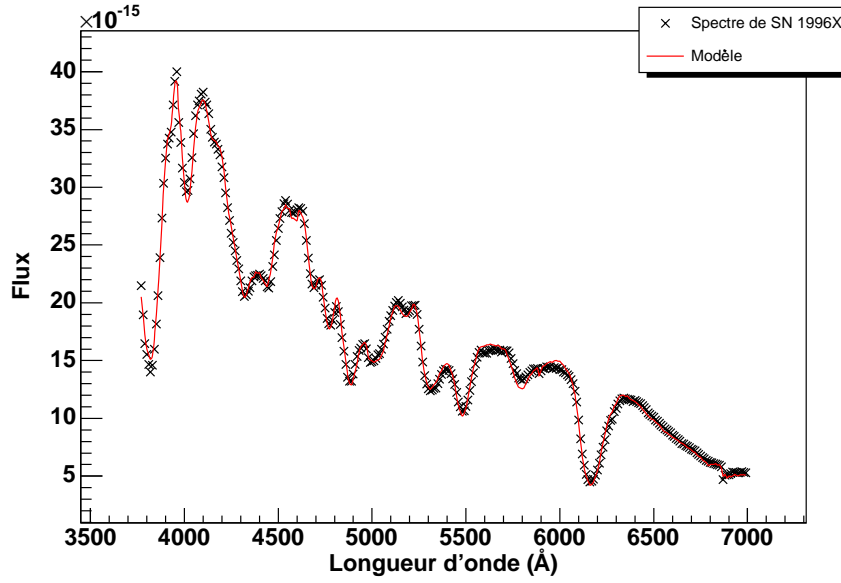


FIG. B.4 – Modélisation du spectre de SN 1996X. Ce spectre fait parti du lot initial ayant servi à construire la base \mathcal{B} . La description s'avère être très bonne comme l'on pouvait s'y attendre.

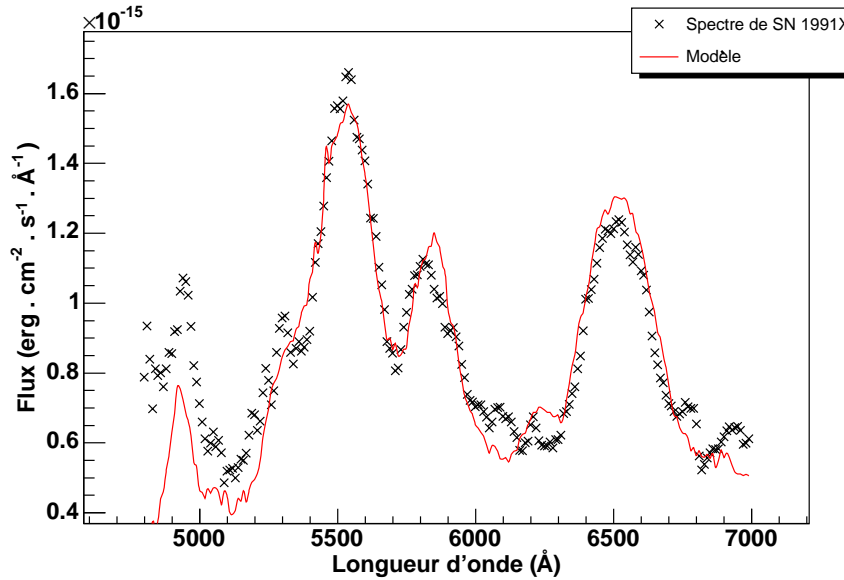


FIG. B.5 – Modélisation du spectre de SN 1991X. Ce spectre n'a pas été utilisé pour construire la base \mathcal{B} . On voit que la description est ici incomplète.

du type de celui défini par Nugent et al. (2002), qui nous permet de disposer d'un spectre à n'importe quelle phase. Cependant ce patron (lissé selon l'axe des temps) représente une supernova moyenne, il ne contient donc pas de variabilité pour une phase donnée. L'information physique contenue n'est pas suffisante pour pouvoir l'utiliser pour notre étude. Malgré cela les formes de $a_i(t)$ ne doivent pas changer.

Nous construisons donc une base \mathcal{B}' de la même manière que précédemment, mais à partir des spectres issus du patron. Chacun des spectres est ensuite projeté sur la base ainsi obtenue. La figure B.6 représente l'évolution des trois premiers coefficients $a_i(t)$. Le coefficient noté a_0 correspond à la projection sur le premier vecteur propre, autrement dit celui associé à la valeur propre la plus grande. De la même manière, a_1 correspond à la projection sur le deuxième vecteur propre, et ainsi de suite pour les autres a_i . La figure B.7 montre l'évolution en fonction de la phase de certains rapports entre ces coefficients.

Il est difficile de tirer des conclusions quant à l'évolution de ces facteurs. Cependant, nous pouvons remarquer que l'évolution du coefficient a_0 ressemble beaucoup à l'évolution de la courbe de lumière, ce qui semble normal étant donné que nous avons vu que le premier vecteur de la base est très proche du spectre moyen d'une SNe Ia.

B.4.2 Corrélations avec des paramètres physiques

Afin d'étudier les corrélations entre les coefficients de projection a_i et la phase, nous utilisons l'ensemble des spectres présentés dans le tableau B.1, et qui sont pris à des phases différentes. Chacun de ces spectres est ensuite projeté sur la base \mathcal{B} .

La figure B.8 montre la relation obtenue entre la quantité $\frac{a_1}{a_0}$ et la phase. On constate une corrélation non négligeable entre ces deux quantités, qui rend possible l'estimation de la phase d'un spectre d'après les valeurs des coefficients obtenus par projection sur la base.

Pour l'étude de corrélations avec d'autres paramètres physiques, nous ne sélectionnons que des spectres à une phase fixée, ceci afin de réduire le nombre de paramètres à prendre en compte. Nous choisissons pour cela les spectres proches du maximum de luminosité (à ± 2 jours), car ceux-ci sont les plus nombreux.

Nous cherchons alors à mettre en évidence une corrélation avec un paramètre spectral, comme par exemple les rapports des raies du calcium $\mathcal{R}(\text{CaII})$ ou du silicium $\mathcal{R}(\text{SiII})$ (quantités définies dans le chapitre 3). Malheureusement, très peu de spectres proches du maximum pour lesquels ces rapports ont été calculés sont disponibles dans le domaine public. Les spectres utilisés sont présentés dans le tableau B.2. Il semblerait qu'une corrélation existe entre la quantité $\mathcal{R}(\text{CaII})$ et le rapport $\frac{a_2}{a_0}$ entre les coefficients de projection, comme le montre la figure B.9.

Nous cherchons également à voir si l'on peut trouver des corrélations avec des paramètres photométriques, tel que par exemple le paramètre de forme Δm_{15} . Nous utilisons pour cela le même lot que précédemment (cf. tableau B.2). Malheureusement, le faible nombre de données ne permet pas de distinguer une corrélation évidente avec ce paramètre, comme on peut le voir sur la figure B.10.

Nom	$\mathcal{R}(\text{CaII})^a$	Δm_{15}
1981B	1.42	1.10 ^b
1989B	1.29	1.31 ^b
1990N	1.14	1.07 ^b
1992A	1.58	1.47 ^c
1994D	1.38	1.32 ^c

^a Nugent et al. (1995)

^b Tripp & Branch (1999)

^c Hamuy et al. (1996b)

TAB. B.2 – Valeurs de $\mathcal{R}(\text{CaII})$ et Δm_{15} pour certaines SN Ia.

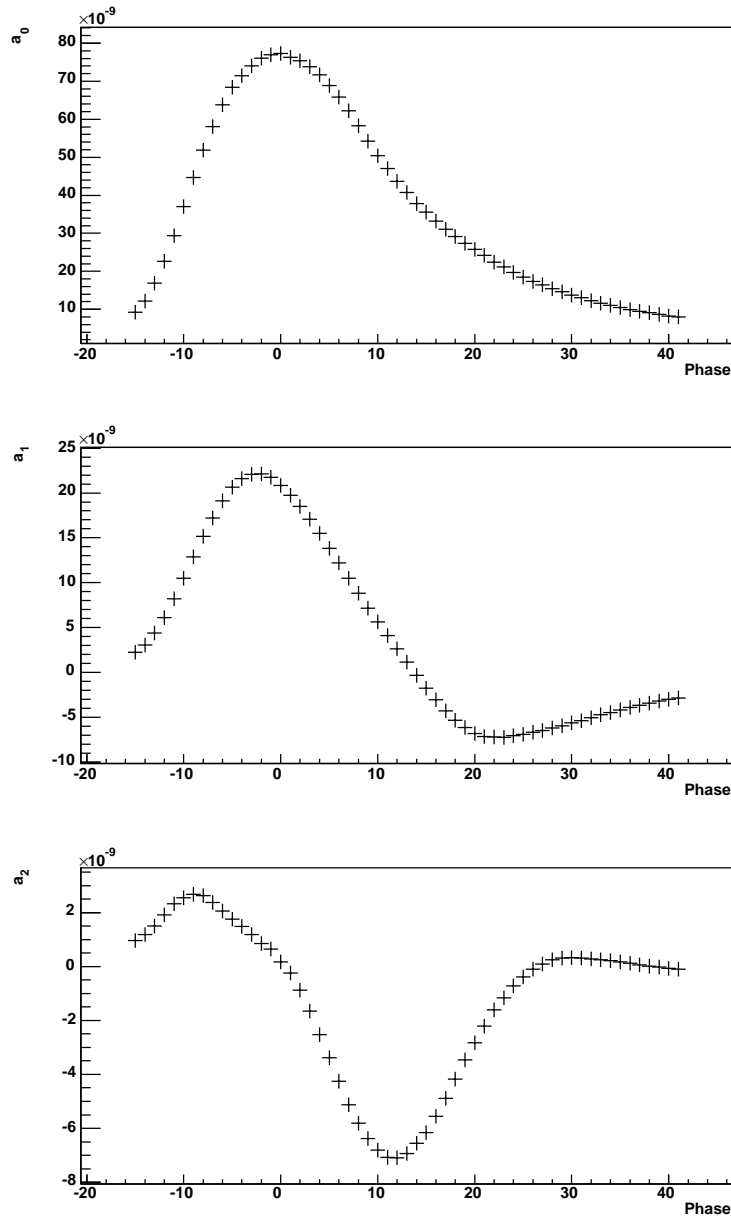


FIG. B.6 – Évolution des trois premiers coefficients de projection a_0 , a_1 et a_2 en fonction de la phase, pour le patron de spectres de Nugent et al. (2002).

B.5 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté une étude des spectres de SNe Ia au moyen d'une analyse en composantes principales, qui s'avère être une méthode simple pour avoir une bonne description des spectres. J'ai pu mettre en évidence une corrélation nette entre le rapport des coefficients de projection $\frac{a_1}{a_0}$ et la phase. Il semblerait également qu'il y est une corrélation (moins évidente) entre le rapport $\frac{a_2}{a_0}$ et la quantité $\mathcal{R}(\text{CaII})$. En revanche, il est plus difficile d'en voir une avec le paramètre photométrique Δm_{15} . Cela vient du fait que nous disposons de très peu de spectres publics, à une phase donnée, et pour lesquels les

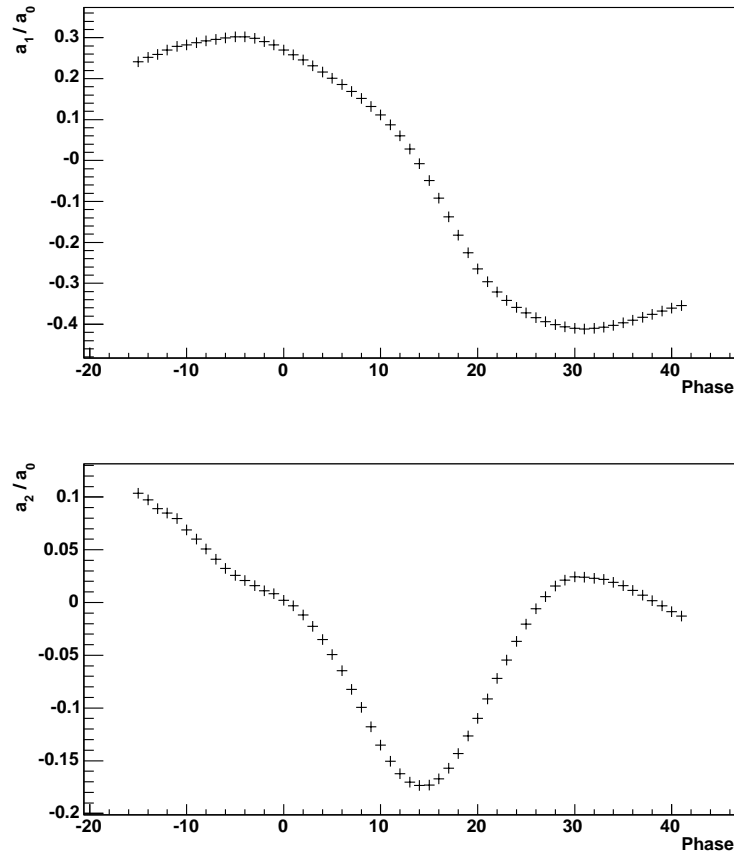


FIG. B.7 – Évolution des rapports $\frac{a_1}{a_0}$ et de $\frac{a_2}{a_0}$ en fonction de la phase, pour le patron de spectres de Nugent et al. (2002).

valeurs des différents paramètres spectraux ou photométriques sont données. De plus, la couverture en phase des spectres utilisés n'est pas complète et les données ne sont pas toujours de très bonne qualité.

Une étude plus approfondie pourra être possible grâce aux données qui seront obtenues avec le programme SNFactory. Le but de ce dernier est d'observer un grand nombre de supernovæ proches et de fournir des spectres de bonne qualité, bien échantillonnés en phase et s'étendant sur une grande gamme de longueurs d'onde. Nous pourrions alors construire une base de vecteurs propres pour chaque type de supernova, et notamment une plus complète pour les types Ia. Ainsi en évaluant les résidus de la projection sur chacune de ces bases du spectre d'un objet donné, il sera possible de déterminer le type de cet objet. Il sera également plus facile de mettre en évidence de nouvelles corrélations, et notamment avec des paramètres photométriques tels que Δm_{15} ou le facteur d'étirement s , faisant ainsi un lien entre la spectroscopie et la photométrie, ce qui permettrait à terme de mieux modéliser les courbes de lumière.

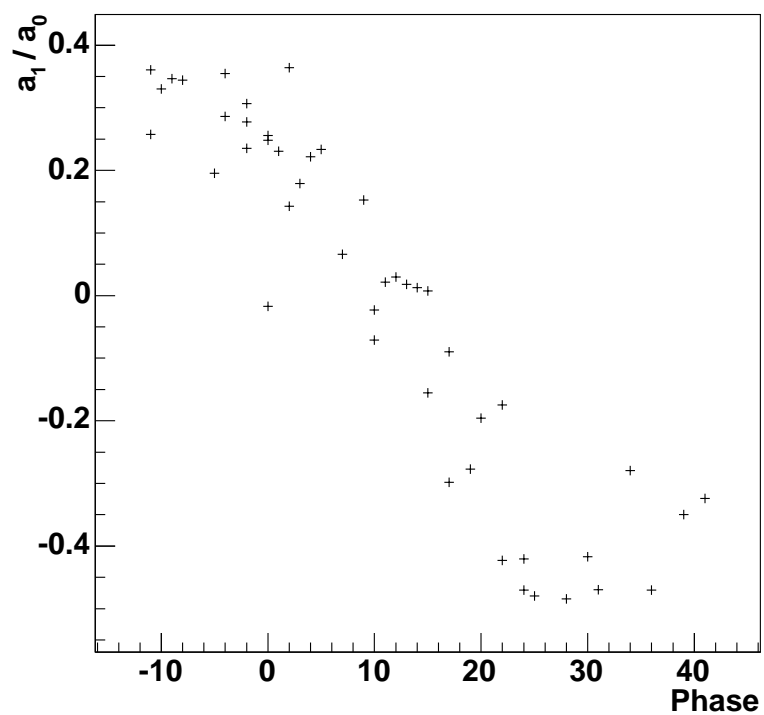


FIG. B.8 – Corrélation entre $\frac{a_1}{a_0}$ et la phase, obtenue avec les spectres réels.

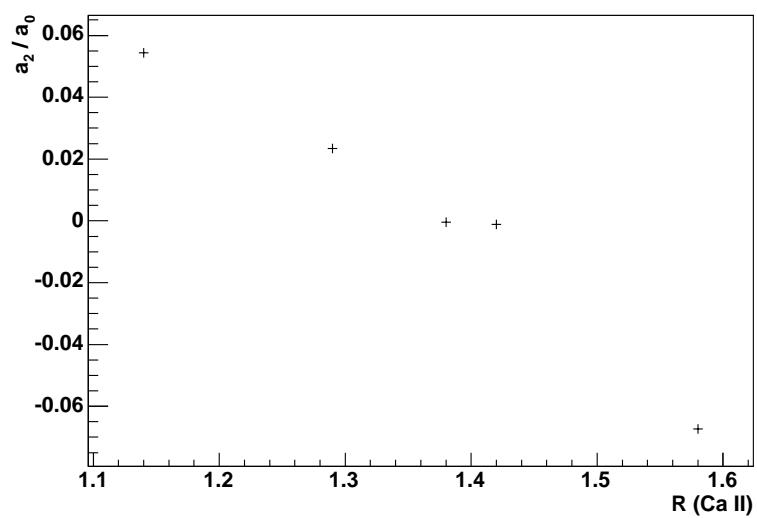


FIG. B.9 – Corrélation entre $\frac{a_2}{a_0}$ et $R(\text{Ca II})$, obtenue avec les spectres réels.

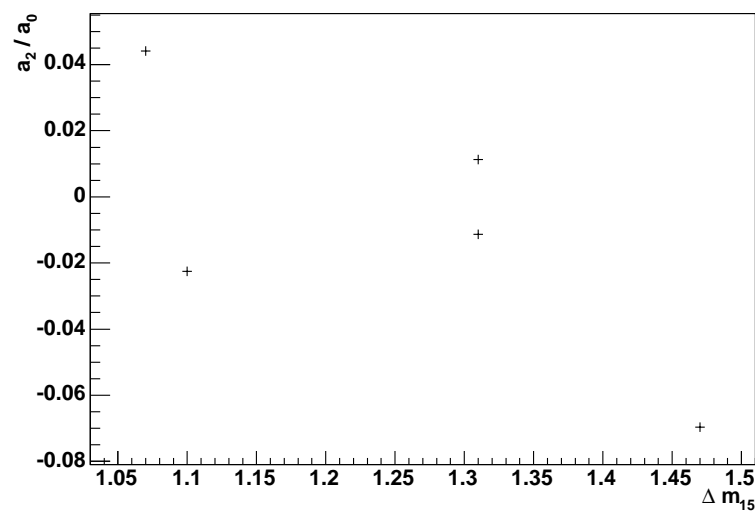


FIG. B.10 – Relation entre Δm_{15} et $\frac{a_2}{a_0}$. Il est difficile de voir une corrélation évidente étant donné le faible nombre de données disponibles.

Références

- Aguirre A.N. (1999a), *Dust versus Cosmic Acceleration*, ApJ, **512**, pp. L19–L22.
- Aguirre A.N. (1999b), *Intergalactic Dust and Observations of Type IA Supernovae*, ApJ, **525**, pp. 583–593.
- Alard C. (2000), *Image subtraction using a space-varying kernel*, A&AS, **144**, pp. 363–370.
- Alard C. & Lupton R.H. (1998), *A Method for Optimal Image Subtraction*, ApJ, **503**, pp. 325–+.
- Aldering G., Adam G., Antilogus P., Astier P., Bacon R., Bongard S., Bonnaud C., Copin Y., Hardin D., Henault F., Howell D.A., Lemonnier J., Levy J., Loken S.C., Nugent P.E. et al. (2002a), *Overview of the Nearby Supernova Factory*, in *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*. Edited by Tyson, J. Anthony; Wolff, Sidney. *Proceedings of the SPIE, Volume 4836*, pp. 61–72 (2002). (2002a).
- Aldering G., Akerlof C.W., Amanullah R., Astier P., Barrelet E., Bebek C., Bergstrom L., Bercovitz J., Bernstein G.M., Bester M., Bonissent A., Bower C., Carithers W.C., Commins E.D., Day C. et al. (2002b), *Overview of the SuperNova/Acceleration Probe (SNAP)*, in *Future Research Direction and Visions for Astronomy*. Edited by Dressler, Alan M. *Proceedings of the SPIE, Volume 4835*, pp. 146–157 (2002). (2002b).
- Baade W. & Zwicky F. (1934), *Supernovae and cosmic rays*, Phys. Rev, **45**, p. 138.
- Basa S. (2005), *SNLS - VLT spectroscopy*, in preparation.
- Bennett C.L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S.S., Page L., Spergel D.N., Tucker G.S., Wollack E., Wright E.L., Barnes C., Greason M.R., Hill R.S. et al. (2003), *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*, ApJS, **148**, pp. 1–27.
- Bertin E. & Arnouts S. (1996), *SExtractor : Software for source extraction.*, A&AS, **117**, pp. 393–404.
- Bessell M.S. (1990), *UBVRI passbands*, PASP, **102**, pp. 1181–1199.
- Blakeslee J.P., Tsvetanov Z.I., Riess A.G., Ford H.C., Illingworth G.D., Magee D., Tonry J.L., Benítez N., Clampin M., Hartig G.F., Meurer G.R., Sirianni M., Ardila D.R., Bartko F., Bouwens R. et al. (2003), *Discovery of Two Distant Type Ia Supernovae in the Hubble Deep Field-North with the Advanced Camera for Surveys*, ApJ, **589**, pp. 693–703.
- Blanc G. (2002), *Recherche et étude des supernovae, Mesure du taux d’explosion*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.
- Bohlin R.C. & Gilliland R.L. (2004), *Hubble Space Telescope Absolute Spectrophotometry of Vega from the Far-Ultraviolet to the Infrared*, AJ, **127**, pp. 3508–3515.
- Branch D. & et al. (1997), *Type Ia supernovae as extragalactic distance indicators*, in *NATO ASIC Proc. 486 : Thermonuclear Supernovae* (1997).
- Branch D., Fisher A. & Nugent P. (1993), *On the relative frequencies of spectroscopically normal and peculiar type IA supernovae*, AJ, **106**, pp. 2383–2391.
- Branch D., Romanishin W. & Baron E. (1996), *Statistical Connections between the Properties of Type IA Supernovae and the B-V Colors of Their Parent Galaxies, and the Value of H0*, ApJ, **465**, pp. 73–+.
- Brax P. & Martin J. (1999), *Quintessence and supergravity*, Physics Letters B, **468**, pp. 40–45.
- Cabanac R.A., de Lapparent V. & Hickson P. (2002), *Classification and redshift estimation by principal component analysis*, A&A, **389**, pp. 1090–1116.
- Cappellaro E., Evans R. & Turatto M. (1999), *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, A&A, **351**, pp. 459–466.
- Cappellaro E. & Turatto M. (2000), *Supernova Types and Rates* (2000), astro-ph/0012455.
- Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S. (1989), *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, ApJ, **345**, pp. 245–256.
- Carroll S.M. (2001), *The Cosmological Constant*, Living Reviews in Relativity, **4**, pp. 1–+.
- Carroll S.M. (2004), *Why is the Universe Accelerating ?*, in *Measuring and Modeling the Universe* (2004).
- Carroll S.M., Press W.H. & Turner E.L. (1992), *The cosmological constant*, ARA&A, **30**, pp. 499–542.
- CFHTLS (2004), *CFHTLS Magnitude Goals*, Website, <http://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHLS/cfhtlsgoals.html>.
- Clocchiatti A., Benetti S., Wheeler J.C., Wren W., Boisseau J., Cappellaro E., Turatto M., Patat F., Swartz D.A., Harkness R.P., Brotherton M.S., Wills B., Hemenway P., Cornell M., Frueh M. et al. (1996), *A Study of SN 1992H in NGC 5377*, AJ, **111**, pp. 1286–+.

- Colless M. (2003), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final Data Release*, astro-ph/0306581.
- Connolly A.J., Szalay A.S., Bershadsky M.A., Kinney A.L. & Calzetti D. (1995), *Spectral Classification of Galaxies : an Orthogonal Approach*, AJ, **110**, pp. 1071–+.
- Contardo G., Leibundgut B. & Vacca W.D. (2000), *Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae*, A&A, **359**, pp. 876–886.
- Drell P.S., Loredo T.J. & Wasserman I. (2000), *Type IA Supernovae, Evolution, and the Cosmological Constant*, ApJ, **530**, pp. 593–617.
- Eisenstein D.J., Zehavi I., Hogg D.W., Scoccimarro R., Blanton M.R., Nichol R.C., Scranton R., Seo H., Tegmark M., Zheng Z., Anderson S., Annis J., Bahcall N., Brinkmann J., Burles S. et al. (2005), *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies*, astro-ph/0501171.
- Fabbro S. (2001), *Photométrie de supernovae de type Ia et applications cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Paris VI.
- Falco E.E., Impey C.D., Kochanek C.S., Lehar J., McLeod B.A., Rix H.W., Keeton C.R., Muñoz J.A. & Peng C.Y. (1999), *Dust and Extinction Curves in Galaxies with $z>0$: The Interstellar Medium of Gravitational Lens Galaxies*, ApJ, **523**, pp. 617–632.
- Filippenko A.V. (1997), *Optical spectra of Supernovae*, ARA&A, **35**, pp. 309–55.
- Filippenko A.V., Richmond M.W., Matheson T., Shields J.C., Burbidge E.M., Cohen R.D., Dickinson M., Malkan M.A., Nelson B., Pietz J., Schlegel D., Schmeer P., Spinrad H., Steidel C.C., Tran H.D. et al. (1992), *The peculiar Type IA SN 1991T - Detonation of a white dwarf?*, ApJ, **384**, pp. L15–L18.
- Fixsen D.J., Cheng E.S., Gales J.M., Mather J.C., Shafer R.A. & Wright E.L. (1996), *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set*, ApJ, **473**, pp. 576–+.
- Freedman W.L., Madore B.F., Gibson B.K., Ferrarese L., Kelson D.D., Sakai S., Mould J.R., Kennicutt R.C., Ford H.C., Graham J.A., Huchra J.P., Hughes S.M.G., Illingworth G.D., Macri L.M. & Stetson P.B. (2001), *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, **553**, pp. 47–72.
- Frieman J.A., Huterer D., Linder E.V. & Turner M.S. (2003), *Probing dark energy with supernovae : Exploiting complementarity with the cosmic microwave background*, Phys. Rev. D, **67**(8), pp. 083505–+.
- Fukugita M., Ichikawa T., Gunn J.E., Doi M., Shimasaku K. & Schneider D.P. (1996), *The Sloan Digital Sky Survey Photometric System*, AJ, **111**, pp. 1748–+.
- Garcia-Senz D. & Bravo E. (2004), *Type Ia Supernova models arising from different distributions of igniting points* (2004), astro-ph/0409480.
- Gerke B.F. & Efstathiou G. (2002), *Probing quintessence : reconstruction and parameter estimation from supernovae*, MNRAS, **335**, pp. 33–43.
- Goldhaber G., Groom D.E., Kim A., Aldering G., Astier P., Conley A., Deustua S.E., Ellis R., Fabbro S., Fruchter A.S., Goobar A., Hook I., Irwin M., Kim M., Knop R.A. et al. (2001), *Timescale Stretch Parameterization of Type Ia Supernova B-Band Light Curves*, ApJ, **558**, pp. 359–368.
- Goobar A., Bergström L. & Mörtzell E. (2002), *Measuring the properties of extragalactic dust and implications for the Hubble diagram*, A&A, **384**, pp. 1–10.
- Gunn J.E. & Stryker L.L. (1983), *Stellar spectrophotometric atlas, wavelengths from 3130 to 10800 Å*, ApJS, **52**, pp. 121–153.
- Guy J., Regnault N. & Astier P. (2005), *A Spectral Adaptive Lightcurve Template for fitting SN Ia lightcurve templates*, in preparation.
- Hamuy M. (2003), *Review on the Observed and Physical Properties of Core Collapse Supernovae*, astro-ph/0301006.
- Hamuy M., Phillips M.M., Maza J., Suntzeff N.B., Schommer R.A. & Aviles R. (1995), *A Hubble diagram of distant type IA supernovae*, AJ, **109**, pp. 1–13.
- Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Maza J., Antezan A.R., Wischnjewsky M., Valladares G., Muenza C., Gonzales L.E., Aviles R., Wells L.A., Smith R.C., Navarrete M., Covarrubias R. et al. (1996a), *BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae*, AJ, **112**, pp. 2408–+.
- Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Maza J. & Aviles R. (1996b), *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae*, AJ, **112**, pp. 2391–+.

- Hamuy M., Phillips M.M., Wells L.A. & Maza J. (1993), *K Corrections for type IA supernovae*, PASP, **105**, pp. 787–793.
- Hamuy M., Suntzeff N.B., Heathcote S.R., Walker A.R., Gigoux P. & Phillips M.M. (1994), *Southern spectrophotometric standards*, 2, PASP, **106**, pp. 566–589.
- Hamuy M., Trager S.C., Pinto P.A., Phillips M.M., Schommer R.A., Ivanov V. & Suntzeff N.B. (2000), *A Search for Environmental Effects on Type IA Supernovae*, AJ, **120**, pp. 1479–1486.
- Hamuy M., Walker A.R., Suntzeff N.B., Gigoux P., Heathcote S.R. & Phillips M.M. (1992), *Southern spectrophotometric standards*, PASP, **104**, pp. 533–552.
- Hardin D., Afonso C., Alard C., Albert J.N., Amadon A., Andersen J., Ansari R., Aubourg É., Bareyre P., Bauer F., Beaulieu J.P., Blanc G., Bouquet A., Char S., Charlot X. et al. (2000), *Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$* , A&A, **362**, pp. 419–425.
- Hawkins E., Maddox S., Cole S., Lahav O., Madgwick D.S., Norberg P., Peacock J.A., Baldry I.K., Baugh C.M., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Colless M., Collins C., Couch W. et al. (2003), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the Universe*, MNRAS, **346**, pp. 78–96.
- Hayes D.S., Pasinetti L.E. & Philip A.G.D., eds. (1985), *Calibration of fundamental stellar quantities ; Proceedings of the Symposium, Como, Italy, May 24-29, 1984* (1985).
- Hillebrandt W., M. R., W. S., K. R.F., C. T. & C. N.J. (2004), *Simulations of Turbulent Thermonuclear Burning in Type Ia Supernovae* (2004), astro-ph/0405209.
- Hillebrandt W. & Niemeyer J.C. (2000), *Type IA Supernova Explosion Models*, ARA&A, **38**, pp. 191–230.
- Holz D.E. (1998), *Lensing and High- z Supernova Surveys*, ApJ, **506**, pp. L1–L5.
- Howell D.A. (2005), *SNLS - Gemini spectro*, in preparation.
- Hoyle F. & Fowler W.A. (1960), *Nucleosynthesis in Supernovae*, ApJ, **132**, p. 565.
- Hu W. & Dodelson S. (2002), *Cosmic Microwave Background Anisotropies*, ARA&A, **40**, pp. 171–216.
- Hu W., Sugiyama N. & Silk J. (1997), *The Physics of Microwave Background Anisotropies*, Nature, **386**, pp. 37–43.
- Huterer D. (2002), *Weak lensing and dark energy*, Phys. Rev. D, **65**(6), pp. 063001–+.
- Huterer D. & Turner M.S. (2001), *Probing dark energy : Methods and strategies*, Phys. Rev. D, **64**(12), pp. 123527–+.
- Jha S. (2002), *Exploding stars, near and far*, thèse de Doctorat, Harvard University.
- Johnson H.L. & Morgan W.W. (1953), *Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas*, ApJ, **117**, pp. 313–+.
- Jolliffe I.T., *Principal component analysis* (Springer Series in Statistics, Berlin : Springer, 1986 1986).
- Khokhlov A.M. (1991), *Delayed detonation model for type IA supernovae*, A&A, **245**, pp. 114–128.
- Kim A., Goobar A. & Perlmutter S. (1996), *A Generalized K Correction for Type IA Supernovae : Comparing R-band Photometry beyond $z=0.2$ with B, V, and R-band Nearby Photometry*, PASP, **108**, pp. 190–+.
- Knop R.A., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Ellis R., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Garmond S. et al. (2003), *New Constraints on Ω_M , Ω_Λ , and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope*, ApJ, **598**, pp. 102–137.
- Krisciunas K., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Persson S.E., Hamuy M., Antezana R., Candia P., Clocchiatti A., DePoy D.L., Germany L.M., Gonzalez L., Gonzalez S., Krzeminski W., Maza J., Nugent P.E. et al. (2004a), *Optical and Infrared Photometry of the Nearby Type Ia Supernovae 1999ee, 2000bh, 2000ca, and 2001ba*, AJ, **127**, pp. 1664–1681.
- Krisciunas K., Suntzeff N.B., Phillips M.M., Candia P., Prieto J.L., Antezana R., Chassagne R., Chen H., Dickinson M., Eisenhardt P.R., Espinoza J., Garnavich P.M., González D., Harrison T.E., Hamuy M. et al. (2004b), *Optical and Infrared Photometry of the Type Ia Supernovae 1991T, 1991bg, 1999ek, 2001bt, 2001cn, 2001cz, and 2002bo*, AJ, **128**, pp. 3034–3052.
- Landolt A.U. (1983), *UBVRI photometric standard stars around the celestial equator*, AJ, **88**, pp. 439–460.

- Landolt A.U. (1992), *UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator*, AJ, **104**, pp. 340–371.
- Leibundgut B. (1988), *Light curves of supernovae type, I*, Ph.D. Thesis.
- Leibundgut B. (2000), *Type Ia Supernovae*, A&A Rev., **10**, pp. 179–209.
- Leibundgut B. (2001), *Cosmological Implications from Observations of Type Ia Supernovae*, ARA&A, **39**, pp. 67–98.
- Leibundgut B. & Suntzeff N. (2003), *Optical Light Curves of Supernovae*, astro-ph/0304112.
- Li W., Filippenko A.V., Gates E., Chornock R., Gal-Yam A., Ofek E.O., Leonard D.C., Modjaz M., Rich R.M., Riess A.G. & Treffers R.R. (2001), *The Unique Type Ia Supernova 2000cx in NGC 524*, PASP, **113**, pp. 1178–1204.
- Lightman A.P., Press W.H., Price R.H. & Teukolsky S.A. (1975), *Problem book in relativity and gravitation*, NASA STI/Recon Technical Report A, **76**, pp. 26675–+.
- Lira P., Hamuy M., Wells L.A., Smith R.C., Suntzeff N.B., Phillips M.M., Schommer R.A., Aviles R., Baldwin J.A. & Maza J. (1998), *Optical light curves of the Type Ia supernovae SN 1990N and 1991T*, AJ, **115**, pp. 234–+.
- Madgwick D.S., Hewett P.C., Mortlock D.J. & Wang L. (2003), *Spectroscopic Detection of Type Ia Supernovae in the Sloan Digital Sky Survey*, ApJ, **599**, pp. L33–L36.
- Mazzali P.A., Deng J., Maeda K., Nomoto K., Umeda H., Hatano K., Iwamoto K., Yoshii Y., Kobayashi Y., Minezaki T., Doi M., Enya K., Tomita H., Smartt S.J., Kinugasa K. et al. (2002), *The Type Ic Hypernova SN 2002ap*, ApJ, **572**, pp. L61–L65.
- MEGACAM (2004), *MegaPrime/MegaCam - General Specifications and Performance*, Website, <http://cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/generalinformation.html>.
- Minkowski R. (1940), *Spectra of the supernova in NGC 4725*, PASP, **52**, p. 206.
- Montmerle T. & Prantzos N., *Soleils éclatés* (CEA, Presses du CNRS 1988), ISBN 2-87682-018-8.
- Murtagh F. & Heck A., *Multivariate data analysis* (Astrophysics and Space Science Library, Dordrecht : Reidel, 1987 1987).
- Nadyozhin D.K. (2003), *Explosion energies, nickel masses and distances of Type II plateau supernovae*, MNRAS, **346**, pp. 97–104.
- Niemeyer J., Reinecke M. & Hillebrandt W. (2002), *Models of Type Ia Supernova Explosions*, astro-ph/0203369.
- Nobili S., Goobar A., Knop R. & Nugent P. (2003), *The intrinsic colour dispersion in Type Ia supernovae*, A&A, **404**, pp. 901–912.
- Nomoto K., Iwamoto K. & Kishimoto N. (1997), *Type Ia supernovae : their origin and possible applications in cosmology*, Science, **276**, pp. 1378–1382.
- Nomoto K., Mazzali P.A., Nakamura T., Iwamoto K., Danziger I.J. & Patat F. (2000), *The properties of hypernovae : SNe Ic 1998bw, 1997ef, and SN IIn 1997cy* (2000), astro-ph/0003077.
- Nomoto K.e. (2000), *Type Ia supernova Progenitors, Environmental Effects, and Cosmic Supernova Rates*, in *Type Ia Supernovae, Theory and Cosmology*. Edited by J. C. Niemeyer and J. W. Truran. Published by Cambridge University Press, 2000., p.63 (2000).
- Nugent P., Kim A. & Perlmutter S. (2002), *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae*, PASP, **114**, pp. 803–819.
- Nugent P., Phillips M., Baron E., Branch D. & Hauschildt P. (1995), *Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type Ia Supernovae*, ApJ, **455**, pp. L147+.
- Oke J.B. & Gunn J.E. (1983), *Secondary standard stars for absolute spectrophotometry*, ApJ, **266**, pp. 713–717.
- Oke J.B. & Sandage A. (1968), *Energy Distributions, K Corrections, and the Stebbins-Whitford Effect for Giant Elliptical Galaxies*, ApJ, **154**, pp. 21–+.
- Pain R., Fabbro S., Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Astier P., Deustua S.E., Fruchter A.S., Goldhaber G., Goobar A., Groom D.E., Hardin D., Hook I.M., Howell D.A., Irwin M.J. et al. (2002), *The Distant Type Ia Supernova Rate*, ApJ, **577**, pp. 120–132.

- Parodi B.R., Saha A., Sandage A. & Tammann G.A. (2000), *Supernova Type Ia Luminosities, Their Dependence on Second Parameters, and the Value of H_0* , *ApJ*, **540**, pp. 634–651.
- Perlmutter S., Aldering G., della Valle M., Deustua S., Ellis R.S., Fabbro S., Fruchter A., Goldhaber G., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Knop R.A., Lidman C., McMahon R.G. et al. (1998), *Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe*, *Nature*, **391**, pp. 51–+.
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R.A., Nugent P., Castro P.G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Nunes N.J. et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, *ApJ*, **517**, pp. 565–586.
- Perlmutter S., Gabi S., Goldhaber G., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Pain R., Pennypacker C.R., Small I.A., Ellis R.S., McMahon R.G., Boyle B.J. et al. (1997), *Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at $z > 0.35$* , *ApJ*, **483**, pp. 565–+.
- Perlmutter S. & Schmidt B.P. (2003), *Measuring Cosmology with Supernovae*, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, **598**, pp. 195–217.
- Phillips M.M. (1993), *The absolute magnitudes of type Ia supernovae*, *apjl*, **413**, p. 105.
- Phillips M.M., Lira P., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Hamuy M. & Maza J. (1999), *The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae*, *AJ*, **118**, pp. 1766–1776.
- Pickles A.J. (1998), *A Stellar Spectral Flux Library : 1150-25000 Å*, *PASP*, **110**, pp. 863–878.
- Prantzos N. & Montmerle T., *Naissance, vie et mort des étoiles* (Que sais-je ?, numéro 330, PUF 1998).
- Pskovskii I.P. (1977), *Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline*, *Soviet Astronomy*, **21**, pp. 675–682.
- Raux J. (2003), *Photométrie différentielle de supernovae de type Ia lointaines ($0.5 < z < 1.2$) mesurées avec le télescope spatial Hubble et estimation des paramètres cosmologiques*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.
- Reindl B., Tammann G.A., Sandage A. & Saha A. (2005), *Reddening, Absorption, and Decline Rate Corrections for a Complete Sample of Type Ia Supernovae Leading to a Fully Corrected Hubble Diagram to $v < 30,000$ km/s*, *ApJ*, **624**, pp. 532–554.
- Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., Clocchiatti A., Diercks A., Garnavich P.M., Gilliland R.L., Hogan C.J., Jha S., Kirshner R.P., Leibundgut B., Phillips M.M., Reiss D., Schmidt B.P., Schommer R.A. et al. (1998), *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, *AJ*, **116**, pp. 1009–1038.
- Riess A.G., Kirshner R.P., Schmidt B.P., Jha S., Challis P., Garnavich P.M., Esin A.A., Carpenter C., Grahsius R., Schild R.E., Berlind P.L., Huchra J.P., Prosser C.F., Falco E.E., Benson P.J. et al. (1999), *BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae*, *AJ*, **117**, pp. 707–724.
- Riess A.G., Nugent P.E., Gilliland R.L., Schmidt B.P., Tonry J., Dickinson M., Thompson R.I., Budavári T., Casertano S., Evans A.S., Filippenko A.V., Livio M., Sanders D.B., Shapley A.E., Spinrad H. et al. (2001), *The Farthest Known Supernova : Support for an Accelerating Universe and a Glimpse of the Epoch of Deceleration*, *ApJ*, **560**, pp. 49–71.
- Riess A.G., Press W.H. & Kirshner R.P. (1996), *A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes*, *ApJ*, **473**, pp. 88–+.
- Riess A.G., Strolger L., Tonry J., Casertano S., Ferguson H.C., Mobasher B., Challis P., Filippenko A.V., Jha S., Li W., Chornock R., Kirshner R.P., Leibundgut B., Dickinson M., Livio M. et al. (2004), *Type Ia Supernova Discoveries at $z > 1$ from the Hubble Space Telescope : Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution*, *ApJ*, **607**, pp. 665–687.
- Roos F. & James M., *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis* (CERN 1994), CERN D506 (Long Writeup). Available from the CERN Program Library Office, CERN-IT Division, CERN, CH-1211, Geneva 21, Switzerland.
- Ruiz-Lapuente P., Burkert A. & Canal R. (1995), *Type IA Supernovae Scenarios and the Hubble Sequence*, *ApJ*, **447**, pp. L69+.
- Saha A., Sandage A., Tammann G.A., Dolphin A.E., Christensen J., Panagia N. & Macchetto F.D. (2001), *Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type Ia Supernovae. XI. SN 1998aq in NGC 3982*, *ApJ*, **562**, pp. 314–336.

- Sainton G. (2004), *Spectroscopie des supernovæ à grand décalage vers le rouge*, thèse de Doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I.
- Savage B.D. & Mathis J.S. (1979), *Observed properties of interstellar dust*, ARA&A, **17**, pp. 73–111.
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P. & Davis M. (1998), *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*, ApJ, **500**, pp. 525–+.
- Schmidt B.P., Kirshner R.P., Eastman R.G., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Hamuy M., Maza J. & Aviles R. (1994), *The distances to five Type II supernovae using the expanding photosphere method, and the value of H_0* , ApJ, **432**, pp. 42–48.
- Smith J.A. (2002), *The u'g'r'i'z' Standard Star System*, astro-ph/0201143.
- Spergel D.N., Verde L., Peiris H.V., Komatsu E., Nolte M.R., Bennett C.L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S.S., Page L., Tucker G.S., Weiland J.L. et al. (2003), *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, ApJS, **148**, pp. 175–194.
- Steinhardt P.J., Wang L. & Zlatev I. (1999), *Cosmological tracking solutions*, Phys. Rev. D, **59**(12), pp. 123504–+.
- Strolger L.G., Smith R.C., Suntzeff N.B., Phillips M.M., Aldering G., Nugent P., Knop R., Perlmutter S., Schommer R.A., Ho L.C., Hamuy M., Krisciunas K., Germany L.M., Covarrubias R., Candia P. et al. (2002), *The Type Ia Supernova 1999aw : A Probable 1999aa-like Event in a Low-Luminosity Host Galaxy*, AJ, **124**, pp. 2905–2919.
- Sullivan M. (2004), *The Supernova Legacy Survey*, astro-ph/0410594.
- Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Amanullah R., Astier P., Blanc G., Burns M.S., Conley A., Deustua S.E., Doi M., Fabbro S., Folatelli G., Fruchter A.S., Garavini G., Gibbons R. et al. (2003), *The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology*, MNRAS, **340**, pp. 1057–1075.
- Suntzeff N.B., Phillips M.M., Covarrubias R., Navarrete M., Pérez J.J., Guerra A., Acevedo M.T., Doyle L.R., Harrison T., Kane S., Long K.S., Maza J., Miller S., Piatti A.E., Clariá J.J. et al. (1999), *Optical Light Curve of the Type IA Supernova 1998BU in M96 and the Supernova Calibration of the Hubble Constant*, AJ, **117**, pp. 1175–1184.
- Taylor B.J. (1986), *Transformation equations and other aids for VRI photometry*, ApJS, **60**, pp. 577–599.
- Tegmark M., de Oliveira-Costa A. & Hamilton A.J. (2003), *High resolution foreground cleaned CMB map from WMAP*, Phys. Rev. D, **68**(12), pp. 123523–+.
- Tonry J.L., Schmidt B.P., Barris B., Candia P., Challis P., Clocchiatti A., Coil A.L., Filippenko A.V., Garnavich P., Hogan C., Holland S.T., Jha S., Kirshner R.P., Krisciunas K., Leibundgut B. et al. (2003), *Cosmological Results from High-z Supernovae*, ApJ, **594**, pp. 1–24.
- Tripp R. (1998), *A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae*, A&A, **331**, pp. 815–820.
- Tripp R. & Branch D. (1999), *Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae*, ApJ, **525**, pp. 209–214.
- Turatto M. (2003), *Classification of Supernovae*, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, **598**, pp. 21–36.
- Turatto M., Benetti S., Cappellaro E., Danziger I.J., della Valle M., Gouiffes C., Mazzali P.A. & Patat F. (1996), *The properties of the peculiar type IA supernova 1991bg. I. Analysis and discussion of two years of observations.*, MNRAS, **283**, pp. 1–17.
- Tytler D., O'Meara J.M., Suzuki N. & Lubin D. (2000), *Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances*, Physica Scripta Volume T, **85**, pp. 12–+.
- van Dokkum P.G. (2001), *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection*, PASP, **113**, pp. 1420–1427.
- Van Waerbeke L., Mellier Y., Erben T., Cuillandre J.C., Bernardeau F., Maoli R., Bertin E., Mc Cracken H.J., Le Fèvre O., Fort B., Dantel-Fort M., Jain B. & Schneider P. (2000), *Detection of correlated galaxy ellipticities from CFHT data : first evidence for gravitational lensing by large-scale structures*, A&A, **358**, pp. 30–44.
- Vilenkin A. & Shellard E.P.S., *Cosmic strings and other topological defects* (Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge : Cambridge University Press, [c1994 ISBN 0521391539. 1994).
- Wambsganss J., Cen R., Xu G. & Ostriker J.P. (1997), *Effects of Weak Gravitational Lensing from Large-Scale Structure of the Determination of Q_0* , ApJ, **475**, pp. L81+.

- Wang L., Goldhaber G., Aldering G. & Perlmutter S. (2003), *Multicolor Light Curves of Type Ia Supernovae on the Color-Magnitude Diagram : A Novel Step toward More Precise Distance and Extinction Estimates*, ApJ, **590**, pp. 944–970.
- Wang X., Wang L., Zhou X., Lou Y. & Li Z. (2005), *A Novel Color Parameter as a Luminosity Calibrator for Type Ia Supernovae*, ApJ, **620**, pp. L87–L90.
- Weinberg S. (1989), *The cosmological constant problem*, Reviews of Modern Physics, **61**, pp. 1–23.
- Wheeler J.C. & Harkness R.P. (1990), *Type I supernovae.*, Reports of Progress in Physics, **53**, pp. 1467–1557.
- Woosley S.E., Pinto P.A., Martin P.G. & Weaver T.A. (1987), *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud - The explosion of an approximately 20 solar mass star which has experienced mass loss ?*, ApJ, **318**, pp. 664–673.
- Zlatev I., Wang L. & Steinhardt P.J. (1999), *Quintessence, Cosmic Coincidence, and the Cosmological Constant*, Physical Review Letters, **82**, pp. 896–899.

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la collaboration internationale *SuperNova Legacy Survey*, SNLS. Les objectifs majeurs de ce projet sont de mesurer de manière précise les paramètres cosmologiques et d'étudier les caractéristiques de l'énergie noire, par l'intermédiaire de son équation d'état. Pour cela, un large échantillon de SNe Ia à grands décalages spectraux est récolté à l'aide de la caméra MegaCam, installée sur le télescope CFH de 3.6 mètres de diamètre, situé à Hawaï. Plusieurs centaines de SNe Ia, à des décalages vers le rouge compris entre 0.3 et 1, sont attendues durant les cinq ans prévus pour le projet.

Nous montrons dans un premier temps comment les supernovæ de type Ia peuvent être utilisées comme des chandelles standard, objets dont la luminosité est reproductible, en vue de faire des mesures de distance en cosmologie. Nous présentons ensuite les différentes étapes menant de l'image brute fournie par le télescope à la découverte de la supernova, puis à la détermination de sa magnitude grâce à un catalogue d'étoiles standard. Le suivi photométrique des supernovæ, afin de construire leurs courbes de lumière, et la recherche de nouveaux candidats se font de manière simultanée en observant de façon répétée les mêmes champs.

Un modèle de courbe de lumière a été élaboré dans le but d'estimer le flux de la supernova dans son référentiel, pour un large domaine de longueurs d'onde. Les paramètres issus de l'ajustement de la courbe de lumière (luminosité au maximum, taux de déclin, couleur) sont ensuite utilisés pour construire un estimateur de distance. La comparaison de distance entre des supernovæ proches, provenant de la littérature, et les supernovæ lointaines découvertes dans SNLS permet de déterminer les paramètres cosmologiques. Les résultats ainsi obtenus confirment bien la présence d'une énergie noire, qui semble se présenter sous la forme d'une constante cosmologique.

Mots-clefs : supernovæ de type Ia, MegaCam, SNLS, paramètres cosmologiques, courbe de lumière

Abstract

This thesis was done within the context of the international collaboration *SuperNova Legacy Survey*, SNLS. The main goal of this project is to measure precisely the cosmological parameters and to study the characteristics of dark energy, via its equation of state. To this end, a broad sample of SNe Ia at large redshifts is collected using MegaCam, a camera installed on the 3.6 meters telescope CFH, located in Hawaii. Several hundred SNe Ia, with redshifts ranging between 0.3 and 1, will be measured during the five years planned for the project.

We first show how the type Ia supernovæ can be used as standard candles, objects whose luminosity is reproducible, in order to make distance measurements in cosmology. We then present the various steps going from the raw image provided by the telescope to the discovery of the supernova, and then the determination of its magnitude using a standard star catalogue. The photometric follow-up of the supernovæ, in order to build their light curves, and the search for new candidates are done in a simultaneous way by repetitive observations of the same fields.

A light curve model was elaborated in order to estimate the rest-frame flux of the supernova, for a broad range of wavelengths. Parameters derived from the light curves fit (maximum luminosity, decline rate, color) are used to build a distance estimator. The distance comparison between nearby supernovæ, taken from the literature, and distant supernovæ, observed with SNLS, makes it possible to determine the cosmological parameters. The results obtained confirm the presence of dark energy, which seems to behave as a cosmological constant.

Keywords : type Ia supernovæ, MegaCam, SNLS, cosmological parameters, light curve